



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PISA

Corso di Laurea Magistrale in Geofisica di Esplorazione ed Applicata

Tesi di laurea magistrale

**Polarizzazione indotta: implementazione e verifica di algoritmi per la stima
dei parametri spettrali e per il calcolo dell'EM-Coupling**

Candidato: Alessandro Nenci

Relatore: Prof. Paolo Costantini

**ANNO ACCADEMICO
2012/2013**

Riassunto

La polarizzazione indotta (IP) è un metodo di prospezione geofisica impiegato principalmente nella ricerca mineraria: esso consiste nella misura e nella modellizzazione dei fenomeni di dispersione che interessano un campo elettrico artificiale variabile nel tempo. Le misure possono essere effettuate sia nel dominio dei tempi (TDIP, time-domain) che in quello delle frequenze (FDIP, frequency-domain). In ambito minerario, l'entità della dispersione è funzione, in generale, della concentrazione di particelle metalliche polarizzabili (solfuri) e dipende quasi interamente da effetti di polarizzazione di elettrodo (Telford et al., 1990). Negli ultimi anni si è comunque assistito ad una crescente applicazione di questo metodo in campi differenti, alcuni dei quali sono l'idrogeologia, lo studio della distribuzione di sostanze contaminanti nel sottosuolo, l'esplorazione geotermica e la ricerca di idrocarburi. In questi casi, gli effetti di polarizzazione possono essere dovuti ad una varietà di motivi, fra i quali i più importanti sono: fenomeni di interfaccia, polarizzazione di membrana, variazioni di porosità, fenomeni di trasformazione indotti dall'interazione di fluidi chimicamente attivi con le rocce ospitanti e/o l'acqua di falda. In tutti questi casi l'entità della risposta dispersiva, sintetizzata attraverso i parametri Caricabilità integrale (M) nel TD ed Effetto Frequenza o PFE nel FD, è generalmente inferiore, di un ordine di grandezza o più, a quella riscontrata in contesti minerari.

La bassa intensità della risposta pone quindi dei problemi per il riconoscimento dei fenomeni di polarizzazione poiché i parametri stimati hanno una magnitudine talvolta indistinguibile dal rumore di background. La situazione è aggravata dal fatto che nei contesti appena descritti è frequente la presenza di semispazi conduttivi, un fattore che determina segnali di tensione di minima entità; inoltre, nel caso dell'esplorazione geotermica o per idrocarburi, il quadro è ulteriormente complicato perché le grandi profondità di interesse richiedono stendimenti molto estesi che, specialmente in semispazi a bassa resistività, danno luogo a fenomeni di accoppiamento elettromagnetico i quali si sovrappongono alla risposta IP e frequentemente ne cancellano l'espressione (Wynn and Zonge, 1975).

Il lavoro svolto in questa tesi ha quindi affrontato due aspetti critici dell'elaborazione e dell'interpretazione: la sintesi della risposta spettrale ed il calcolo degli effetti induttivi (EM-coupling).

Per quanto riguarda l'analisi spettrale della risposta IP, sono stati valutati e confrontati due approcci diversi:

1. sintesi Cole-Cole e derivati
2. sintesi multi-esponenziale.

La prima è quella, in generale, più utilizzata in geofisica applicata e consente, entro i limiti della banda di frequenze impiegate, di discriminare specie minerali (e contaminanti) sulla base di tre parametri fondamentali: costante di tempo (τ), Caricabilità di Seigel (m) e Frequency Dependence (c) (Pelton and al., 1978). Essendo una procedura ben definita essa è stata usata come modello di riferimento. La sintesi multi-esponenziale è un approccio che, sebbene la sua impostazione matematico-numerica risalga al XVIII secolo, ha avuto, per quanto riguarda la polarizzazione indotta, un grande sviluppo negli ultimi dieci anni. Le sue applicazioni sono generalmente nell'ambito delle misure di laboratorio, ma l'utilizzo dei parametri di sintesi (comparabili con quelli Cole-Cole) è proposto (Nordsiek and Weller, 2008), in letteratura, anche per applicazioni di campagna, soprattutto nell'ambito della idrogeologia.

Si è dunque implementata, in Fortran 90, una routine di inversione che permettesse di testare e valutare l'approccio multi-esponenziale attraverso dati sintetici e reali, con l'obiettivo di inserirla in un processo robusto d'inversione di dati di polarizzazione indotta, possibilmente applicabile in un contesto più ampio di quello delle misure di laboratorio. Il lavoro di tesi ha comunque evidenziato l'impossibilità di definire un processo d'inversione stabile a causa della sotto-determinazione del problema: la soluzione del sistema di equazioni richiederebbe infatti un passo di campionamento di almeno un ordine di grandezza più piccolo di quello attualmente

disponibile sulla strumentazione esistente nonché l'impiego di tempi di registrazione proibitivi da un punto di vista logistico-economico.

Il secondo argomento trattato è l'accoppiamento elettromagnetico che, in determinate situazioni, è la principale sorgente di rumore nelle misure di polarizzazione indotta; esso deriva dai fenomeni di induzione generati dalla corrente (variabile nel tempo) circolante nel cavo di energizzazione e i cui effetti si manifestano, sul circuito di ricezione, con segnali di tensione aventi caratteristiche simili a quelle della IP vera e propria. L'intensità dell'accoppiamento induttivo è direttamente proporzionale alla lunghezza degli stendimenti e alla conducibilità del semispazio; questo riduce molto lo spettro delle applicazioni della polarizzazione indotta, in quanto non ne consente l'utilizzo per target profondi e per target posti al di sotto di coperture conduttive.

I metodi esistenti per attenuare l'EM-coupling sfruttano il fatto che la sua costante di tempo caratteristica è molto breve e quindi, almeno in alcuni casi, molto diversa da quella del target polarizzabile. Tali metodiche, più o meno sofisticate, si basano su assunzioni spesso eccessive (ad esempio che lo spettro di fase sia lineare nell'intorno di un determinato range di frequenze). Si è quindi deciso di utilizzare un approccio diretto al problema (Sunde, 1968) implementando, in Fortran 90, una libreria di programmi, riadattata dal package EMCUPL scritto in FORTRAN IV (Kauahikaua and Anderson, 1979) ed espansa in termini di funzionalità (ad esempio aggiungendo la sintesi time-domain tramite convoluzione con la forma d'onda di corrente), che consente di calcolare analiticamente, data la resistività del semispazio e la configurazione elettrodica, l'effetto elettromagnetico da sottrarre al dato misurato (fig.2.3). L'algoritmo si è rivelato stabile ed affidabile sia con dati sintetici che reali e si ritiene pertanto che rappresenti un sistema efficace per la rimozione dell'EM-Coupling e quindi apra possibilità di applicazione del metodo IP per target profondi e/o semispazi conduttivi.

Indice generale

| | |
|--|-----------|
| 1 INTRODUZIONE..... | 1 |
| 2 POLARIZZAZIONE INDOTTA..... | 4 |
| 2.1 Descrizione generale..... | 4 |
| 2.2 Proprietà elettriche dei materiali..... | 5 |
| 2.2.1 Resistività e impedenza..... | 5 |
| 2.2.2 Polarizzabilità..... | 6 |
| 2.2.3 Proprietà elettriche dei materiali geologici..... | 7 |
| 2.2.4 Dipendenza delle proprietà elettriche dalla frequenza..... | 10 |
| 2.3 Sorgenti della polarizzazione indotta..... | 11 |
| 2.3.1 Polarizzazione d'elettrodo..... | 11 |
| 2.3.2 Polarizzazione di membrana..... | 12 |
| 2.4 Acquisizione..... | 14 |
| 2.4.1 Configurazioni elettrodiche..... | 16 |
| 2.5 Elaborazione misure polarizzazione indotta..... | 17 |
| 2.5.1 Time domain..... | 17 |
| 2.5.2 Frequency domain..... | 19 |
| 2.5.3 Legame tra TD e FD..... | 20 |
| 2.6 Polarizzazione indotta spettrale (SIP)..... | 20 |
| 2.7 Inversione..... | 22 |
| 2.7.1 Inversione intrinseca..... | 23 |
| 2.8 EM-Coupling..... | 23 |
| 2.9 Contesti di applicazione..... | 25 |
| 3 APPROCCIO COLE-COLE CLASSICO E ANALISI MULTIESPONENZIALE. 27 | |
| 3.1 Introduzione..... | 27 |
| 3.2 Relaxation Model..... | 28 |
| 3.2.1 Modello di Debye..... | 28 |
| 3.2.2 Modello Cole-Cole..... | 30 |
| 3.2.3 Modello Davidson-Cole..... | 31 |
| 3.2.4 Modello Havriliak-Negami..... | 32 |
| 3.3 Utilizzo dei relaxation model nella polarizzazione indotta spettrale..... | 34 |

| | |
|---|-----------|
| 3.3.1 Sintesi Cole-Cole e modello di Pelton..... | 34 |
| 3.3.2 Modello di Debye e analisi multiesponenziale..... | 37 |
| 3.4 Implementazione algoritmo multiesponenziale..... | 39 |
| 3.4.1 Descrizione generale..... | 39 |
| 3.4.2 Esempi sintetici..... | 42 |
| 3.4.3 Applicazione su prove di laboratorio..... | 46 |
| 3.5 Conclusioni..... | 50 |
| 4 ELECTROMAGNETIC COUPLING | 53 |
| 4.1 Teoria..... | 53 |
| 4.2 Tecniche per la rimozione/riduzione dell'elettromagnetic coupling..... | 56 |
| 4.2.1 Metodo a fase costante..... | 57 |
| 4.2.2 Modellizzazione Cole-Cole..... | 58 |
| 4.2.3 Risoluzione problema diretto..... | 59 |
| 4.3 Algoritmo EMCUPL..... | 60 |
| 4.4 Esempi sintetici..... | 65 |
| 4.5 Applicazione a dati reali..... | 81 |
| 4.6 Conclusioni..... | 83 |
| 5 CONCLUSIONI GENERALI..... | 85 |

1 INTRODUZIONE

La polarizzazione indotta è un metodo elettrico che prevede l'immissione di corrente nel sottosuolo e la registrazione del potenziale quando questa viene interrotta; la misura sfrutta le proprietà capacitive delle rocce e dei terreni che accumulano carica durante l'immissione di corrente e la rilasciano quando questa viene interrotta. Questo fenomeno ha anche una manifestazione nel dominio della frequenza, infatti variando la frequenza della corrente alternata si assiste alla variazione della resistività misurata. I parametri ricavabili dalla polarizzazione indotta sono la caricabilità e il frequency effect che rappresentano l'intensità del voltaggio secondario che si genera allo spegnimento della corrente. Un approccio più raffinato è quello della polarizzazione indotta spettrale. Questo prevede di invertire le curve di scarica (o gli spettri di ampiezza e fase) con un modello numerico empirico che permette di descrivere la polarizzazione tramite lo studio dell'impedenza complessa, in questo modo è possibile ricavare dalla curva di scarica parametri più rappresentativi dei fenomeni fisici che avvengono nel semispazio.

I problemi tipici della polarizzazione indotta sono essenzialmente tre: la non linearità del problema diretto, l'eterogeneità dei fenomeni che generano la polarizzazione indotta e l'EM-Coupling. La presente tesi si pone come obiettivo quello di osservare ed analizzare nel dettaglio questi problemi cercando delle soluzioni che permettono di ampliare l'uso della polarizzazione indotta anche in campi applicativi diversi da quelli del settore minerario. La tesi è divisa in tre parti principali:

1. introduzione sui metodi e sulle problematiche esistenti nella polarizzazione indotta,
2. approfondimento della polarizzazione indotta spettrale finalizzato allo sviluppo di un

algoritmo d'inversione dati con l'approccio multiesponenziale,

3. approfondimento dei fenomeni di EM-Coupling con sviluppo di un algoritmo in grado di calcolare analiticamente l'effetto che esso ha sulle misure di polarizzazione indotta.

La prima parte è un'introduzione che ha lo scopo di aiutare il lettore a comprendere gli argomenti trattati nella tesi.

Nella seconda, in primo luogo, sono stati introdotti i relaxation model più usati in fisica, successivamente si è passati a spiegare come questi si inseriscono nel processing della polarizzazione indotta. L'analisi si è quindi concentrata sull'approccio multiesponenziale che presenta due vantaggi: il primo è quello di trattare il semispazio come un sistema eterogeneo composto da domini a comportamento simile, il secondo è la possibilità di ottenere alcuni parametri, derivati dalla relaxation time distribution, che in prove effettuate su campioni di laboratorio hanno dimostrato di poter essere direttamente correlabili con la granulometria e la permeabilità del campione. La possibilità di ottenere un'informazione di questo tipo da indagini di superficie sarebbe di grandissima utilità in ambiti come l'idrogeologia o la ricerca d'inquinanti; per questo si è preso spunto da un articolo di Nordsiek e Weller (2008) per scrivere una routine in Fortran che ci permettesse di valutare le potenzialità e le problematiche di questo approccio rispetto all'applicazione ai dati misurati in campagna. La conclusione a cui siamo giunti è che molto difficilmente questo approccio potrà essere utilizzato su misure reali acquisite in campagna.

Il terzo ed ultimo capitolo si è concentrato sui problemi derivanti dall'accoppiamento elettromagnetico che si genera tra il cavo del dipolo di corrente e quello del dipolo di tensione. L'EM-Coupling è la principale sorgente di rumore presente nelle misure di polarizzazione indotta e rappresenta anche il principale impedimento all'espansione della polarizzazione indotta in campi di applicazione che non siano quello minerario. Infatti esso è

direttamente proporzionale alla conducibilità del semispazio e alla larghezza dei dipoli utilizzati, di conseguenza influisce maggiormente sulle misure effettuate su semispazi conduttivi e che hanno target profondi. Pertanto questo disturbo ostacola l'applicazione della polarizzazione indotta in ambiti come l'idrogeologia, la ricerca di inquinanti nel sottosuolo e la ricerca geotermica e di idrocarburi. Per eliminare o attenuare questo disturbo è stata modificata ed ampliata una routine già esistente scritta da Kauahikaua e Anderson (1979), che data la geometria dell'array e la resistività del semispazio calcola la risposta elettromagnetica utilizzando la soluzione data da Sunde (1968). Attraverso questa routine si è analizzato in quale modo l'intensità dell'EM-Coupling viene modificata dalla geometria dello stendimento e dalla conducibilità del semispazio, ed inoltre si è anche analizzato le situazioni geologiche che sono più tipicamente affette da questo disturbo. Si è poi eseguita un'analisi su dati reali acquisiti in un prospetto minerario aurifero detto Selib North (Arabia Saudita). L'obiettivo di questa analisi è quello di arrivare ad attenuare l'effetto dell'EM-Coupling allo scopo di migliorare i risultati dell'inversione effettuata con la sintesi di Pelton e quindi aumentare la risoluzione dei parametri spettrali. I risultati ottenuti sono buoni, infatti la routine ha dimostrato di poter migliorare la risoluzione dei dati acquisiti andando ad attenuare il rumore presente sui dati. Ricordando quindi le considerazioni fatte precedentemente sul ruolo dell'EM-Coupling nelle misure di polarizzazione indotta si può affermare che la routine scritta nell'ambito della tesi può essere considerata uno strumento efficace nelle applicazioni della polarizzazione indotta in quei contesti che nel passato erano stati affrontati solo marginalmente con questa metodologia.

2 POLARIZZAZIONE INDOTTA

2.1 Descrizione generale

La metodologia di prospezione geofisica denominata polarizzazione indotta fu utilizzata per la prima volta dai fratelli Marcel e Conrad Schlumberger nel 1913 (Seigel et al., 2007), i quali si accorsero, acquisendo dati di resistività, che all'interruzione dell'immissione di corrente nel

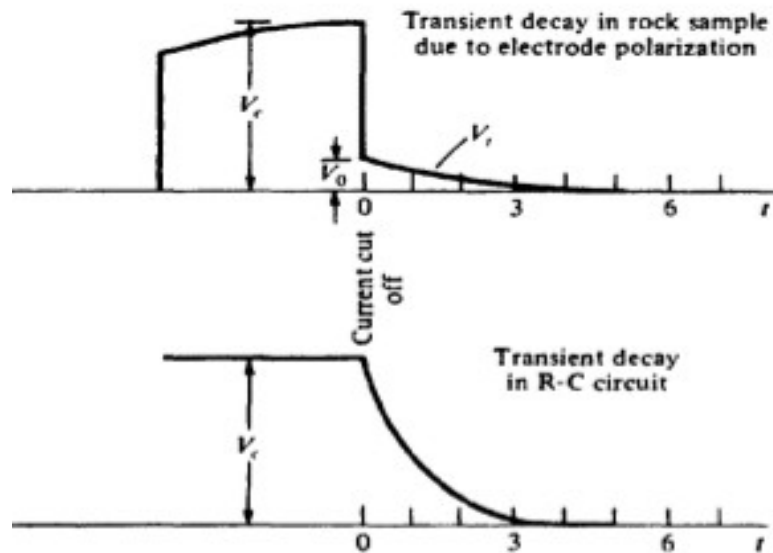


Figura 2.1: in alto l'andamento della tensione in un campione di roccia, in basso l'andamento della tensione in un circuito RC classico. Da notare la differenza nella curva di scarica (Telford, 1990)

sottosuolo, il voltaggio impiega un certo tempo ad andare a zero. La polarizzazione indotta sfrutta le proprietà capacitive di alcuni materiali geologici che funzionano come condensatori, ovvero si caricano durante l'immissione di corrente elettrica nel terreno e si scaricano quando questa viene interrotta. Questo tipo di fenomeno può essere osservato in due domini differenti:

- time domain (TD): prevede l'immissione di corrente nel terreno e la contemporanea registrazione del potenziale (fig 3.1) a partire dal momento in cui la corrente viene

interrotta

- frequency domain (FD): prevede l'immissione nel terreno di corrente alternata a due frequenze e la contemporanea registrazione della resistività apparente per ogni frequenza utilizzata.

Le osservazioni in questi due domini sono espressione dello stesso fenomeno ed infatti sono collegati attraverso la trasformata di Fourier (Kearey et al., 2002). L'immagazzinamento di energia avviene principalmente sotto forma di energia chimica ed è dovuto a variazioni nella mobilità degli ioni all'interno della struttura del semispazio (polarizzazione di membrana) e a cambiamenti nel meccanismo di conduzione della corrente (polarizzazione di elettrodo). Una descrizione completa di questi due aspetti si trova nella sez 2.3.

2.2 Proprietà elettriche dei materiali

Per avere una panoramica generale della metodologia e del problema trattato nella tesi è necessaria una digressione sulle seguenti proprietà elettriche dei materiali:

1. resistività e impedenza
2. polarizzabilità

2.2.1 Resistività e impedenza

La resistività elettrica misura l'attitudine di un materiale a lasciarsi attraversare dalla corrente continua. Immaginiamo un blocchetto di un certo materiale immerso in un campo elettrico E , la sua resistività sarà uguale a:

$$\rho = \frac{E}{J} \quad (2.1)$$

In cui J è la densità di corrente indotta nel blocchetto dal campo elettrico E .

L'impedenza è un'estensione del concetto di resistività alle situazioni che coinvolgono correnti alternate. Nel cosiddetto 'metodo simbolico' essa è definita attraverso i fasori (vettori nel piano complesso) di corrente (\mathbf{I}) e di tensione (\mathbf{V}):

$$Z = \frac{V}{I} \quad (2.2)$$

Z è una quantità complessa nel caso in cui la corrente I sia variabile nel tempo. L'impedenza tiene conto, oltre che dei fenomeni dissipativi descritti dalla resistenza (R), anche dei fenomeni di accumulo descritti dalla reattanza (X):

$$Z = R + iX \quad (2.3)$$

La reattanza è il parametro che induce lo sfasamento θ tra l'onda di corrente e quella di tensione e si può dividere in:

- reattanza capacitiva
- reattanza induttiva.

Per rendere più chiaro questo passaggio e il significato delle variabili coinvolte si considera anche l'ammettenza (σ^*), definita come l'inverso dell'impedenza:

$$\sigma^* = \frac{1}{Z} = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega) \quad (2.4)$$

In questo caso la parte reale rappresenta la perdita di energia dovuta alla resistenza del materiale mentre la parte immaginaria rappresenta la perdita di energia dovuta all'immagazzinamento. Per una trattazione più ampia si rimanda ai testi base di fisica (Mazzoldi et al. 2002).

2.2.2 Polarizzabilità

La polarizzabilità è un parametro che definisce l'attitudine di un materiale a variare la sua distribuzione interna di carica quando è sottoposto ad un campo elettrico esterno.

Quando un dielettrico (sez. 2.2.3) è immerso in un campo elettrico le cariche che compongono i singoli atomi tendono a muoversi (spostamenti dell'ordine di 10^{-15} m) assecondando il campo elettrico; si forma così una serie di dipoli orientati concordemente alla direzione del campo elettrico. La polarizzazione di un materiale è descritta dal vettore \vec{P} che indica quanti dipoli si formano all'interno del dielettrico per unità di volume e dal vettore \vec{D} (induzione elettrica) che è una generalizzazione del campo elettrico in presenza di materiali dielettrici:

$$\vec{P} = \chi^* \epsilon_0 \vec{E}(t) \quad (2.5) \quad \vec{D}(t) = \epsilon_0 \vec{E}(t) + \vec{P}(t) \quad (2.6)$$

in cui ϵ_0 è la permittività dielettrica nel vuoto e χ^* è la suscettività complessa ovvero una misura di quanto un materiale si polarizza se sottoposto ad un campo elettrico. Sostituendo l'espressione (2.5) nella formula (2.6), nel caso di un mezzo omogeneo ed isotropo, si trova che:

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 \vec{E}(t) + \chi^* \epsilon_0 \vec{E}(t) = \epsilon_0 \vec{E}(t) (1 + \chi) = \epsilon^* \vec{E}(t) \quad (2.7)$$

in cui ϵ^* è la costante dielettrica del materiale. Per campi elettrici variabili la $\vec{D}(t)$ può essere scritta così:

$$\vec{D}(t) = \epsilon_0 + \left[\epsilon_\infty \vec{E}(t) + \int_{-\infty}^t \Phi(t') * \vec{E}(t-t') dt' \right] \quad (2.8)$$

In cui $\Phi(t)$ è la dielectric response function:

$$\Phi(t) = \epsilon_0 - \epsilon_\infty [1 - v(t)] \quad (2.9)$$

In cui ϵ_0 e ϵ_∞ sono il limite, rispettivamente, di bassa e di alta frequenza della permittività

dielettrica e $v(t)$ è la funzione di decadimento della polarizzazione indotta quando il campo elettrico viene rimosso (Bottcher C. F. and Bordewijk P., 1992). la permittività dielettrica complessa è connessa con la funzione di decadimento attraverso la seguente relazione (Bottcher C. F. and Bordewijk P., 1992):

$$\frac{\epsilon^*(\omega) - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \zeta_{i\omega} \left[\frac{d\Phi(t)}{dt} \right] \quad (2.10)$$

in cui ζ indica la trasformata di Laplace.

2.2.3 Proprietà elettriche dei materiali geologici

In questo paragrafo verrà fatta una breve panoramica sulle proprietà elettriche di rocce e terreni con lo scopo di capire meglio i processi che si innescano durante misure di polarizzazione indotta. Per prima cosa ricordiamo la differenza tra materiali conduttori e materiali dielettrici:

- Conduttori: sono materiali che hanno al loro interno una nuvola elettronica libera di muoversi. Gli elettroni mobili, in condizioni normali, sono omogeneamente distribuiti all'interno del conduttore; se invece quest'ultimo viene immerso in un campo elettrico E , si assiste al fenomeno detto induzione elettrostatica, in cui le cariche mobili si dispongono sulla superficie del conduttore in modo tale da annullare il campo elettrico all'interno di esso.
- Dielettrici, sono materiali isolanti che non possiedono cariche libere; tuttavia se immersi in un campo elettrico, gli elettroni delle molecole che li compongono si spostano nel senso opposto rispetto al verso del campo, formando così il polo negativo di una serie di dipoli il cui polo positivo è il nucleo della molecola. Ogni molecola acquista così un momento di dipolo elettrico orientato concordemente al campo elettrico (polarizzazione elettronica).

Rocce e terreni sono materiali multifase, fortemente anisotropi e le loro proprietà sono influenzate essenzialmente da tre fattori:

- Porosità e caratteristiche elettrochimiche del fluido saturante,
- Conduzione intrinseca dei minerali costituenti,
- Accumulo di carica elettriche all'interfaccia.

I costituenti principali delle rocce della crosta terrestre (silicati e carbonati) sono materiali isolanti con bassissimi valori di conduttività; nonostante questo la resistività effettivamente misurata è di solito inferiore a quella che ci si aspetterebbe osservando le resistività tipiche dei singoli costituenti. Ciò è dovuto alla conduzione elettrolitica che si verifica grazie all'acqua contenuta nelle porosità o nelle fratture della roccia. Nonostante l'acqua distillata sia un isolante, la presenza di sali disciolti e particelle sospese la rende un fluido altamente conduttivo, fino a raggiungere valori di resistività che sono molti ordini di grandezza inferiori rispetto a quelli di un carbonato o di una quarzite. Il chimismo dell'acqua interstiziale, la dimensione, la forma e l'interconnessione delle porosità della roccia diventano quindi parametri fondamentali nella definizione del comportamento elettrico di quest'ultima. Esistono molte relazioni empiriche che legano la resistività di una roccia alla sua porosità, la più usata è la legge di Archie (Archie, 1942):

$$\rho = \gamma^{-m} S^{-n} \rho_w \quad (2.11)$$

In cui ρ e ρ_w sono rispettivamente la resistività misurata e la resistività del liquido saturante, γ è il volume della porosità, S è il volume dei pori riempiti dal liquido, (m) è una costante detta esponente di cementazione che dipende dall'interconnessione dei pori e (n) è l'esponente di saturazione che dipende dal tipo di fluido presente nella roccia. Oltre alla conduzione

elettrolitica, esiste anche un altro meccanismo di conduzione: la conduzione elettronica. Tale meccanismo, però, diventa importante solo siamo in presenza di interconnessione tra minerali che si comportano da conduttori (grafite, solfuri e metalli). Questi materiali sono anche in grado di immagazzinare energia se immersi in un campo elettrico e di rilasciarla con un certo tempo di rilassamento τ (tempo impiegato dalle cariche a tornare alla situazione di equilibrio) quando il campo viene eliminato. Questo processo è detto polarizzazione di elettrodo e viene spiegato più dettagliatamente nella sez. (2.3.1). Vi è infine un ultimo fattore che influisce sulle proprietà elettriche di una roccia e sono i fenomeni di accumulo di carica all'interfaccia quando il materiale è immerso in un campo elettrico. L'accumulo di cariche all'interfaccia si genera in presenza di un corpo immerso in un liquido sottoposto ad un campo elettrico. In questa situazione infatti la carica presente sulla superficie del corpo attira gli ioni di segno opposto della soluzione che si legano alla superficie del materiale attraverso forze di Wan der Waals e legami covalenti, andando a costruire un livello carico che a sua volta attira altri ioni (fig 2.3). Questo fenomeno è detto electrical double layer (EDL) ed è molto comune nei sistemi geologici, basti pensare ad un terreno poroso o ad una frattura all'interno di un ammasso roccioso. L'EDL assume un ruolo fondamentale nella polarizzazione indotta in quanto è il fenomeno che genera la risposta polarizzante in quegli ambienti in cui non ci sono minerali conduttori; per esempio in ambito idrogeologico la risposta che si registra deriva esclusivamente dall'electrical double layer (sez. 2.3.2).

2.2.4 Dipendenza delle proprietà elettriche dalla frequenza

Le proprietà elettriche dei materiali geologici sono funzione di processi chimici e fisici che hanno una forte dipendenza dalla frequenza con cui si immette corrente (Lesmes and Morgan, 2001). Tra i processi fisici il più importante è il Maxwell-Wagner effect, dovuto alla diffusione che si ha quando una carica distribuita non uniformemente all'interno di un

materiale torna allo stato di equilibrio (Olhoeft, 1985). Questa situazione si verifica quando si sottopone un conduttore, ad esempio un granulo metallico, ad un campo elettrico; in questo caso la carica dell'oggetto tende a distribuirsi lungo l'interfaccia granulo-fluido saturante, per poi tornare alla sua posizione originaria nel momento in cui il campo elettrico viene annullato. Tale processo di ritorno all'equilibrio viene chiamato fenomeno della diffusione, ed è fortemente dipendente dalle frequenze.. I processi di tipo fisico sono trascurabili per frequenze inferiori a 1 KHz ed in situazioni geologiche in cui siano presenti fluidi saturanti molto aggressivi che favoriscono i processi chimici. Il principale processo chimico è la reazione di ossido-riduzione che si attiva all'interfaccia tra granuli metallici e fluido saturante, la quale permette il trasferimento delle cariche dal fluido all'interno del granulo.. Questo trasferimento costituisce di fatto un'impedenza ed è funzione della radice quadrata della frequenza (impedenza di Warburg). Altri importanti processi chimici che generano una risposta misurabile con la polarizzazione indotta sono lo scambio ionico, rilevante in presenza di materiali argillosi, e tutti quei processi che coinvolgono materia organica, che assumono importanza nell'ambito della localizzazione di sostanze inquinanti.

2.3 Sorgenti della polarizzazione indotta

Abbiamo detto che la polarizzazione indotta sfrutta la capacità delle rocce e dei terreni di accumulare energia quando sono sottoposti ad un campo elettrico. L'immagazzinamento di energia avviene principalmente sotto forma di energia chimica con due meccanismi principali:

1. polarizzazione di elettrodo,
2. polarizzazione di membrana.

2.3.1 Polarizzazione d'elettrodo

La polarizzazione d'elettrodo si ha quando il flusso di corrente è in parte elettronico e in parte elettrolitico, come per esempio nel caso di una porosità ostruita da un granulo di un minerale metallico (fig. 2.2). Applicando una differenza di potenziale, un lato del granulo si carica positivamente mentre l'altro si carica negativamente essendo la velocità del flusso di corrente nell'elettrolita molto minore rispetto alla stessa velocità all'interno del granulo metallico. Gli

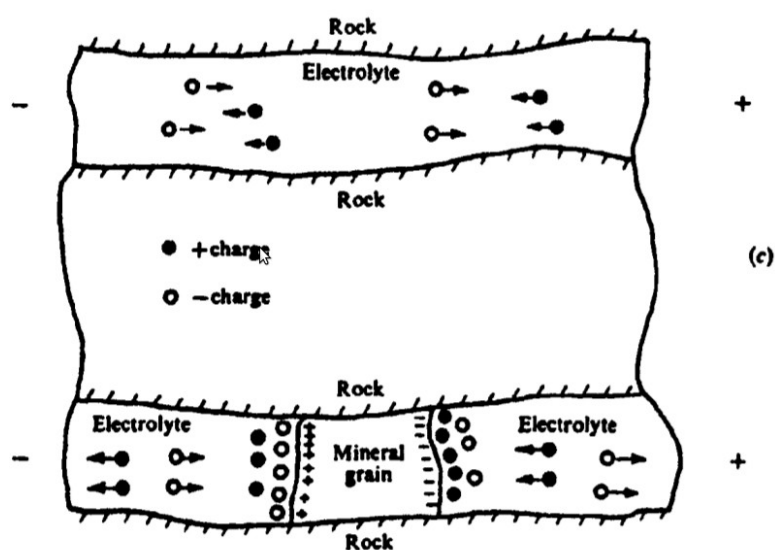


Figura 2.2: meccanismo della polarizzazione di elettrodo. In alto schematizzazione di una porosità non ostruita e in basso schematizzazione di una porosità ostruita dal granulo metallico. (Telford et al., 1990)

ioni presenti in soluzione si accumulano quindi sull'interfaccia cercando di far passare le cariche all'interno del granulo (Telford and al. 1990). Quando il flusso di corrente è interrotto le cariche ritornano al loro posto e la differenza di potenziale misurata torna a zero dopo un certo tempo (tempo di rilassamento). Questo tipo di polarizzazione si ha in presenza di quasi tutti i solfuri (pirite, calcocite, galena ecc.), ossidi tipo magnetite e ilmenite e con la grafite. Essendo la polarizzazione di elettrodo un fenomeno che avviene all'interfaccia tra il granulo e il liquido saturante, la sua entità sarà minore in una tessitura massiva rispetto ad una disseminata.

2.3.2 Polarizzazione di membrana

La polarizzazione di membrana è il secondo meccanismo che genera un accumulo di carica ed è legato alla presenza dei minerali delle argille. L'argilla è un sedimento non litificato con

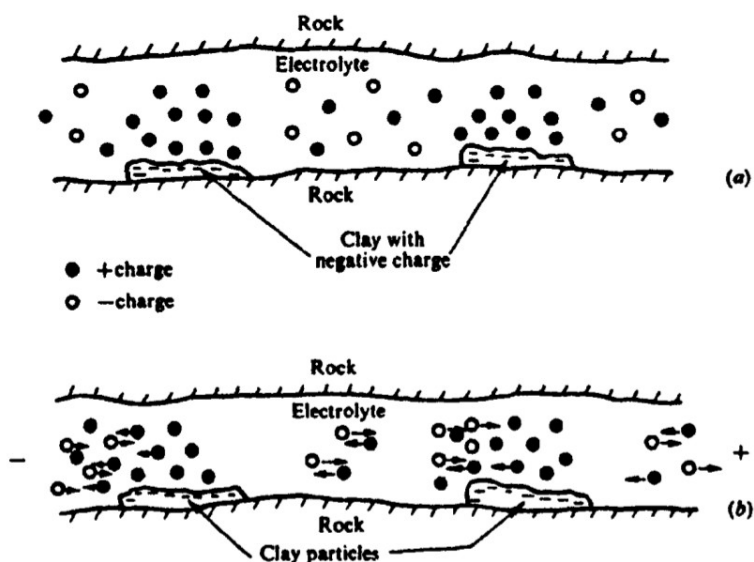


Figura 2.3 Immagine che mostra il meccanismo della polarizzazione di membrana. In alto è rappresentata la situazione prima dell'applicazione della corrente e in basso la situazione dopo aver applicato la corrente (Telford et al. 1990)

una granulometria inferiore a $2\text{ }\mu\text{m}$: i costituenti principali di questo sedimento sono minerali della classe dei fillosilicati, ovvero minerali formati da strati tetraedrici e ottaedrici sovrapposti e tenuti insieme da legami molto deboli. Una delle caratteristiche principali di questi minerali è la presenza di una carica negativa sulla superficie esterna di ogni granulo, dovuta all'idrolisi dei legami Si-O (Eslinger and Pevear, 1988). Questa carica negativa permanente è la base per l'instaurarsi del cosiddetto electrical double layer (EDL), perché il livello di cariche negative del granulo (Fixed layer) attira a se stesso una nuvola di cariche positive (diffuse layer) presenti nell'elettrolita (fig 2.4), le quali formano una sorta di “membrana”, da cui prende il nome questo fenomeno. Quando si applica una differenza di potenziale, le cariche negative si accumulano su un lato della “membrana” impedendo il

passaggio di corrente (fig. 2.3); al momento dell'interruzione della corrente i vari ioni tornano al loro posto generando una differenza di potenziale che impiega un certo tempo ad esaurirsi.

Una condizione fondamentale per il verificarsi della polarizzazione di membrana è che lo spessore dell'EDL sia confrontabile con quello della porosità; bisogna però ricordare che il diametro della porosità è inversamente proporzionale all'intensità del flusso di corrente

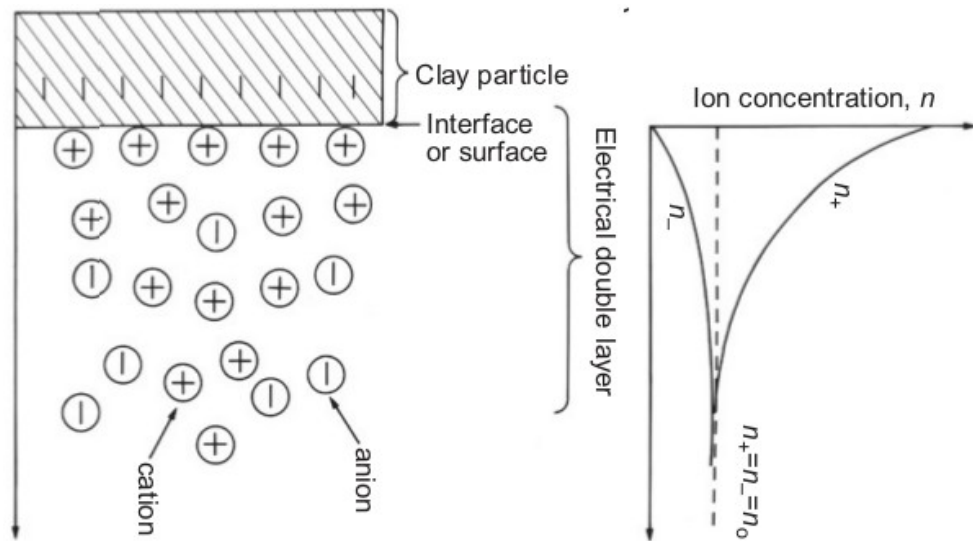


Figura 2.4: immagine che mostra il meccanismo dell'EDL. A sinistra visualizzazione schematica e a destra grafico che mostra come varia la concentrazione di cationi (n_+) e anioni (n_-) al variare della distanza dall'interfaccia

elettrica, quindi la condizione più vantaggiosa è quella di avere una percentuale minore del 10-20% di argilla disseminata all'interno di una roccia o di un terreno con porosità variabile (Telford et al., 1990).

2.4 Acquisizione

La strumentazione per l'acquisizione di dati di polarizzazione indotta è composta da tre elementi principali:

1. trasmettitore,
2. ricevitore,
3. elettrodi più cablaggi necessari.

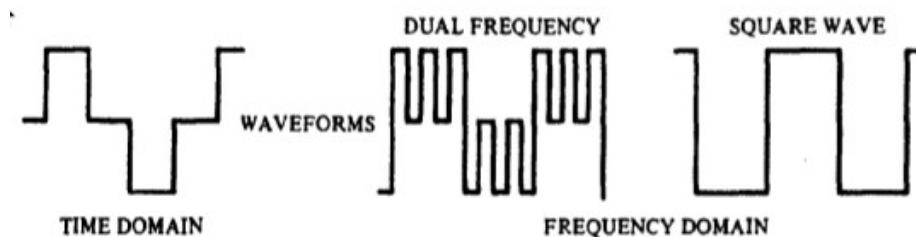


Figura 2.5: a sinistra grafico che mostra l'onda di corrente immessa nel time domain; al centro e a destra onda immessa in frequency domain rispettivamente con doppia e singola frequenza di acquisizione.

Il trasmettitore, generalmente collegato ad un generatore, è l'oggetto che permette di inviare una corrente costante nel sottosuolo; l'intensità della corrente immessa varia con il tipo di applicazione. Nel time domain la corrente immessa ha solitamente una durata di 8 secondi così composti: 1 s OFF, 2 s ON, 2 s OFF, 2 s -ON e 1 s OFF; questi valori sono però regolabili in base alla polarizzabilità attesa nel semispazio. Nel frequency domain, il trasmettitore permette l'immissione di una corrente alternata con varie frequenze.

Il ricevitore è un voltmetro, molto accurato e con alta impedenza in ingresso, che permette di registrare le differenze di potenziale, anche molto piccole, esistenti fra coppie di elettrodi. Il ricevitore è in grado di eliminare disturbi come i potenziali spontanei che si generano nel terreno e il rumore tellurico, la cui intensità può essere sufficiente a disturbare in maniera importante gli ultimi decimi di secondo della curva di scarica. I primi ricevitori nel time domain non restituivano la curva di scarica ma solo i valori di caricabilità integrale (vedi sezione 2.5.1), successivamente si è passati a definire la curva di scarica tramite campionamento della stessa su finestre adiacenti di larghezza temporale variabile, di solito logaritmica così da avere finestre più grandi alla fine della curva di scarica dove i voltaggi misurati sono molto piccoli e finestre piccole per tempi brevi dove la curva ha pendenza maggiore; ad oggi sono disponibili anche strumenti che permettono di campionare l'intero ciclo di carica e scarica con 800 punti (full-waveform). Per il frequency domain i ricevitori

sono voltmetri in grado di registrare la differenza di potenziale per una o più frequenze di immissione della corrente.

L'ultimo elemento che compone un sistema di acquisizione sono gli elettrodi e i cablaggi che compongono i dipoli. Gli elettrodi di corrente sono di solito di acciaio, mentre quelli di tensione possono essere di materiali non polarizzabili, di solito solfato di rame. Si deve fare molta attenzione alle condizioni degli elettrodi, in quanto le reazioni che si generano all'interfaccia elettrodo-acqua interstiziale cambiano l'accoppiamento esistente tra elettrodo e terreno generando effetti indesiderati sulle misure. I cavi che si usano devono essere il più schermati possibile per diminuire l'effetto di accoppiamento capacitivo che può generarsi tra i cavi di corrente e di tensione.

Le strumentazioni utilizzate, nell'ambito della tesi, per l'acquisizione dei dati sono: un sistema frequency domain utilizzato per misurare gli spettri di ampiezza e fase su campioni di laboratorio e un sistema composto dal trasmettitore VIP4000 e dal ricevitore ELREC pro entrambi prodotti da Iris Instrument (Francia) che permettono di fare misure time domain campionando la curva di scarica lungo venti finestre temporali

2.4.1 Configurazioni elettrodiche

Le configurazioni elettrodiche più usate nella polarizzazione indotta sono due: dipolo-dipolo e polo-dipolo. Queste sono le uniche due configurazioni di elettrodi che permettono di mantenere separato il circuito di tensione da quello di corrente, un fattore determinante nell'attenuazione di disturbi come l'accoppiamento capacitivo ed induttivo (vedi cap. 4); sempre nell'ottica di attenuare l'accoppiamento elettromagnetico, con la configurazione polo dipolo, esiste la possibilità di disporre stendimenti in cui il cavo di tensione è perpendicolare a quello di corrente. Lo schema che si segue utilizzando questo tipo di configurazioni è quello

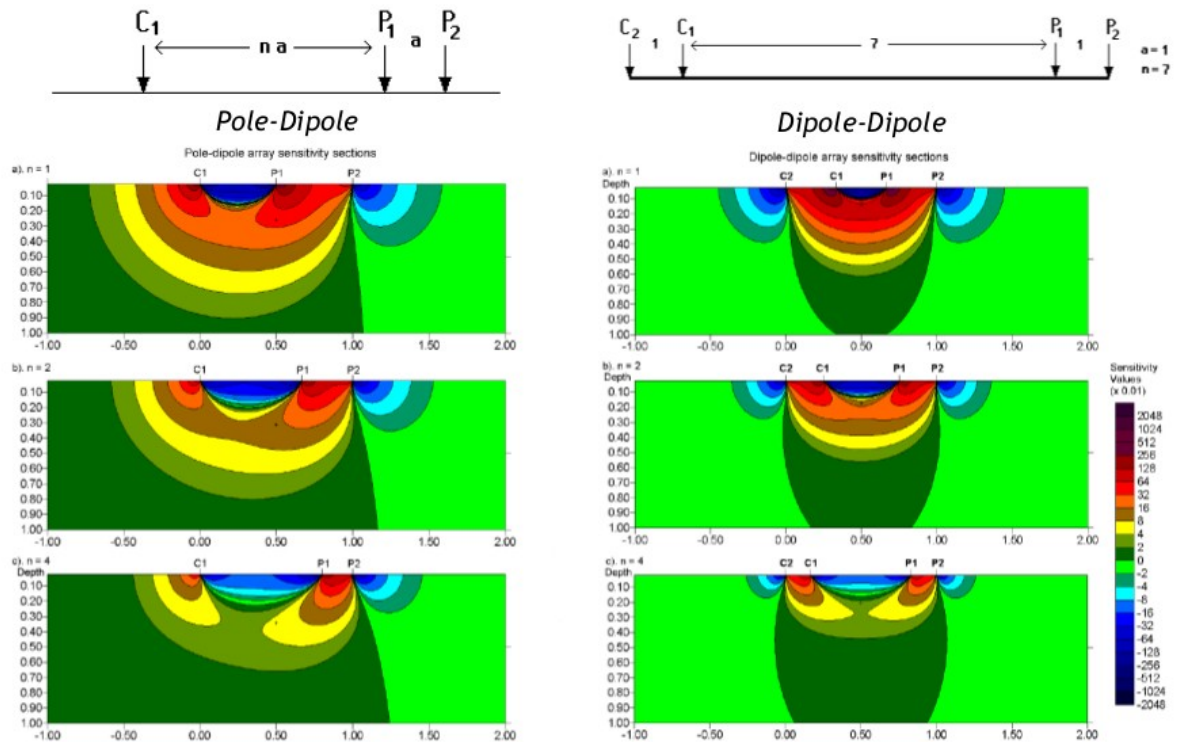


Figura 2.6: a sinistra sezione della sensitività della configurazione polo-dipolo per varie distanze dipolari; a destra sezione di sensitività della configurazione dipolo-dipolo.

di decidere una larghezza (a) del dipolo di tensione e di conseguenza la spaziatura tra i dipoli (n) che è multiplo di (a). Come si vede in fig. 2.6 entrambi gli array sono più sensibili a variazioni orizzontali delle caratteristiche del semispazio, questo indica che sono particolarmente adatti per costruire variazioni 2D della caricabilità del semispazio.

2.5 Elaborazione misure polarizzazione indotta

Come già precedentemente accennato le misure di polarizzazione indotta possono essere eseguite in due domini differenti: time domain e frequency domain. In entrambi i casi l'oggetto della misura è l'andamento della differenza di potenziale elettrico che si osserva al dipolo di tensione espressa in un caso in funzione del tempo e nell'altro in funzione della frequenza. I parametri ricavati sono apparenti, ovvero rappresentano una misura effettuata al di sopra di un semispazio omogeneo le cui caratteristiche sono funzione della reale

distribuzione dei parametri nel sottosuolo

2.5.1 Time domain

I dipoli che si generano quando un dielettrico è immerso in un campo elettrico E producono delle correnti secondarie la cui intensità è proporzionale alla densità di corrente del campo elettrico primario e di verso opposto. Il rapporto tra il voltaggio dovuto al campo secondario e il voltaggio totale misurato, in un semispazio omogeneo, è detto caricabilità di Seigel (m) (Seigel, 1959):

$$m = \frac{V_s}{V_0} \quad (2.12)$$

in cui V_0 è il voltaggio misurato prima dell'interruzione di corrente e V_s è il voltaggio secondario (fig.2.7).

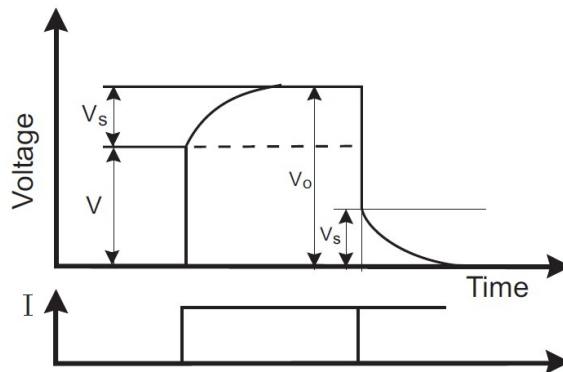


Figura 2.7: schema in cui vede come varia il voltaggio (in alto) in risposta ad uno sweep di corrente(in basso).

Essendo solitamente V_s molto più piccola di V_0 la caricabilità si misura in mV/V .

Un altro metodo per valutare la polarizzabilità del sottosuolo è quello di calcolare l'integrale della curva di scarica tra due istanti temporali t_1 e t_2 normalizzato rispetto a V_0 :

$$M = \frac{1}{V_c} \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt \quad (2.13)$$

Gli intervalli d'integrazione sono scelti in base al tipo di problema e soprattutto in base alle costanti tempo attese: se per esempio dobbiamo fare misure di polarizzazione indotta in ambiente idrogeologico, essendo le costanti tempo tipiche di questi ambienti molto piccole, si

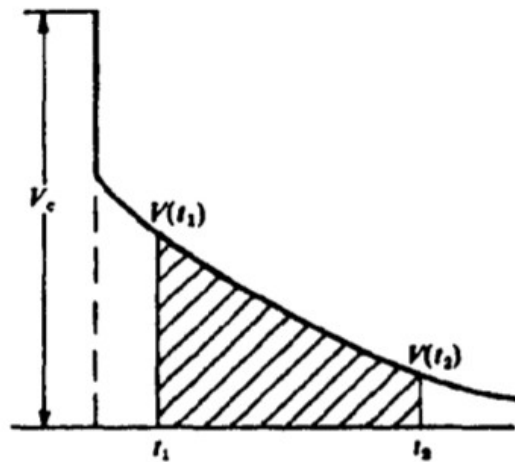


Figura 2.8: schema illustrativo del calcolo della caricabilità integrale

sceglieranno in un intervallo prossimo all'interruzione. Uno standard molto usato nelle applicazioni minerarie è il Newmont interval che va da 450 ms a 1100 ms (per cicli di energizzazione da 2 s). L'unità di misura della caricabilità integrale è il millisecondo.

2.5.2 Frequency domain

Nel frequency domain si immette una corrente alternata a due frequenze e tramite il voltaggio misurato si calcola la resistività per ciascuna frequenza. Dalle due resistività si ricava il percent frequency effect (PFE):

$$PFE = \frac{(\rho_{dc} - \rho_{ac})}{\rho_{ac}} * 100 \quad (2.14)$$

in cui ρ_{dc} è la resistività apparente calcolata alla frequenza più bassa mentre ρ_{ac} è la

resistività calcolata alla frequenza maggiore. Dal percent frequency effect si possono ricavare altri due parametri: il primo è il metal factor (MF) che è il percent frequency effect normalizzato per la resistività apparente e moltiplicato per una costante:

$$MF = \frac{PFE * 10^3}{\rho_{dc}} \quad (2.15)$$

Il secondo è il phase shift cioè lo sfasamento esistente tra corrente e potenziale. Questo sfasamento è proporzionale al FE:

$$\theta = \kappa * FE \quad (2.16)$$

dove κ è una costante compresa tra -0.3 e -0.5 (Telford et al., 1990).

2.5.3 Legame tra TD e FD

I due parametri, caricabilità (m) e frequency effect (FE), sono sostanzialmente equivalenti. Infatti scrivendo la caricabilità con questo formalismo:

$$m = \frac{\lim_{t \rightarrow \infty} V(t) - \lim_{t \rightarrow 0} V(t)}{\lim_{t \rightarrow 0} V(t)} \quad (2.17)$$

e ricordando che:

$$\zeta(\lim_{t \rightarrow \infty} V(t)) = J \rho_{dc} \quad (2.18)$$

$$\zeta(\lim_{t \rightarrow 0} V(t)) = J \rho_{\infty} \quad (2.19)$$

in cui ζ è la trasformata di Laplace, si ottiene che:

$$m = \frac{\rho_{dc} - \rho_{\infty}}{\rho_{dc}} = 1 - \frac{\rho_{ac}}{\rho_{dc}} = 1 - \frac{1}{1 + FE} = \frac{FE}{1 + FE} \approx FE \quad (2.20)$$

Dalla (2.20) vediamo che la caricabilità di Seigel e il frequency effect sono lo stesso parametro in due domini diversi.

2.6 Polarizzazione indotta spettrale (SIP)

La polarizzazione indotta spettrale (SIP) è l'evoluzione dei metodi di IP convenzionali e consiste nella misura della curva di scarica (TD) o della resistività complessa apparente $\rho_a(i\omega)$ in un range di frequenze compreso tra 0,01 e 100 Hz (FD). Nella polarizzazione indotta spettrale la curva di scarica o gli spettri di fase e ampiezza vengono invertiti tramite un relaxation model, ovvero con un modello fisico che descrive i fenomeni elettrici che si innescano quando si interrompe il flusso di corrente.

Quando venne teorizzata questa nuova metodologia, l'obiettivo era quello di associare ad ogni mineralogia una firma spettrale. Con il progredire della sperimentazione, quest'obiettivo si è rivelato irraggiungibile perché la larghezza della banda di frequenze in misure sul campo è troppo stretta per poter discriminare le varie specie mineralogiche ed inoltre si è scoperto che la risposta spettrale misurata, oltre ad essere funzione della mineralogia, è anche funzione della tessitura. Pelton et al (1978), con un articolo che ha posto le basi della polarizzazione indotta spettrale, hanno teorizzato un approccio definito inversione Cole- Cole e hanno posto le basi per l'applicazione sul campo di questa metodologia.

Un altro relaxation model che è utilizzato in ambito geofisico è quello di Debye, in esso si ipotizza che la curva di decadimento registrata sia la sommatoria di molte curve di decadimento a varie costanti tempo. Questo approccio si è rivelato essere molto funzionale e in grado di dare informazione aggiuntive rispetto ai parametri definiti da Pelton. Uno degli obiettivi della tesi è la sperimentazione di un algoritmo che inverte la parte reale ed immaginaria della resistività complessa al fine di ottenere una distribuzione delle costanti tempo che può essere utile per la caratterizzazione del semispazio in varie situazione geologiche.

Nel capitolo 3 andremo ad analizzare in dettaglio come si inseriscono queste due metodologie nell'ambito della geofisica d'esplorazione.

2.7 Inversione

L'inversione è la parte finale dell'elaborazione del dato, ovvero è la parte in cui, partendo dai parametri apparenti misurati, si definisce il valore intrinseco del parametro. Nella polarizzazione indotta, se ipotizziamo un semispazio omogeneo senza variazioni di resistività e caricabilità si può procedere invertendo direttamente la curva di scarica o lo spettro misurato, ottenendo così i 4 parametri Cole-Cole del semispazio (3.3.1). Il metodo classico di visualizzare i parametri apparenti è attraverso la pseudosezione; quest'ultima è il mezzo più usato nei metodi elettrici per avere un'immediata visualizzazione del dato. Ci sono vari modi per definire una pseudosezione, di solito per configurazioni polo-dipolo e dipolo-dipolo viene costruita attribuendo il parametro (apparente) misurato ad una profondità proporzionale alla larghezza dello stendimento.

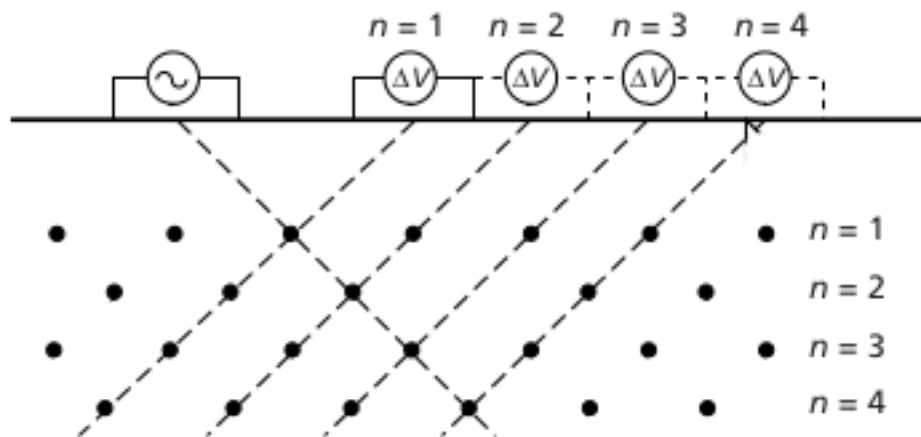


Figura 2.9: schema di come vengono assegnate le coordinate dei parametri in una pseudosezione fatta per la configurazione dipolo-dipolo. (Kearey and al., 2002)

Questo tipo di rappresentazione è immediata e viene usata principalmente per valutare la qualità del dato, per avere un'idea preliminare della situazione geologica e la distribuzione dei

parametri derivante dalla pseudosezione può essere usata per formulare un modello di partenza da usare nell'inversione.

2.7.1 Inversione intrinseca

Se vogliamo definire in maniera accurata la distribuzione dei parametri Cole-Cole o la caricabilità del sottosuolo, si devono utilizzare tecniche di inversione raffinate; l'inversione intrinseca può essere fatta partendo sia dalle curve di scarica (TD) che partendo dagli spettri (FD) con due procedure che sono, ovviamente, diverse.

Nel dominio dei tempi i nostri dati per ogni singola energizzazione sono (k) valori che definiscono la curva di scarica $V(t)$; tali ' k ' valori di potenziale si misurano per ' n ' energizzazioni variando la spaziatura (a) tra gli elettrodi di corrente e quelli di tensione. La procedura standard d'inversione in TD è quella descritta da Yuval e Oldenburg (Yuval and Oldenburg, 1997) ed è composta di due passaggi:

1. fare una stima della distribuzione di caricabilità apparente per ogni finestra temporale, in modo tale che ogni cella del modello abbia una sua curva di scarica;
2. eseguire, per ogni cella, un'inversione parametrica non lineare della curva di scarica al fine di recuperare i parametri Cole-Cole in ogni cella.

Nel dominio delle frequenze, il principio su cui si basa l'inversione è simile a quello del TD, solo che i dati sono rappresentati dalle resistività a varie frequenze; si può quindi costruire una pseudosezione per ogni frequenza e da questa generare spettri di ampiezza e fase intrinseci per ogni cella (Viviani, 2008). Si procede, quindi, con l'inversione non lineare di questi spettri per ottenere la sezione intrinseca, tramite l'inversione 2D del parametro desiderato (m , τ , c).

2.8 EM-Coupling

In fisica il termine accoppiamento o coupling indica le interazioni che si creano tra due circuiti vicini; queste interazioni sono di due tipi: capacitive quando si imposta un passaggio di corrente diretto tra due circuiti e induttive quando la corrente che scorre in un circuito in cui scorre della corrente genera in un circuito vicino delle correnti indotte. Nelle acquisizioni di polarizzazione indotta l'accoppiamento capacitivo è quello meno problematico in quanto è sufficiente usare configurazioni con cavi ben separati e schermati per eliminarne il contributo. Il secondo invece può essere la fonte di rumore principale che si ha nelle misure di polarizzazione indotta. Esso è tanto maggiore quanto più è conduttivo il semispazio e quanto più grande è la lunghezza degli stendimenti. Come è facile, intuire questo rappresenta un forte impedimento all'uso di questa metodologia, poiché la profondità d'esplorazione è proporzionale alla larghezza dipolare e alla distanza fra i dipoli. Inoltre, nelle applicazioni idrogeologiche, ambientali o geotermiche è frequente incontrare, a differenza del settore minerario, semispazi e coperture ad alta conduttività.

Per attenuare questo disturbo si può iniziare ad agire già in fase di acquisizione utilizzando basse frequenze, nel frequency domain, o scartando i primi decimi di secondo della curva di scarica nel time domain come succede impiegando il già citato Newmont integral chargeability; questo però, riducendo la larghezza di banda di frequenze, porta ad un netto

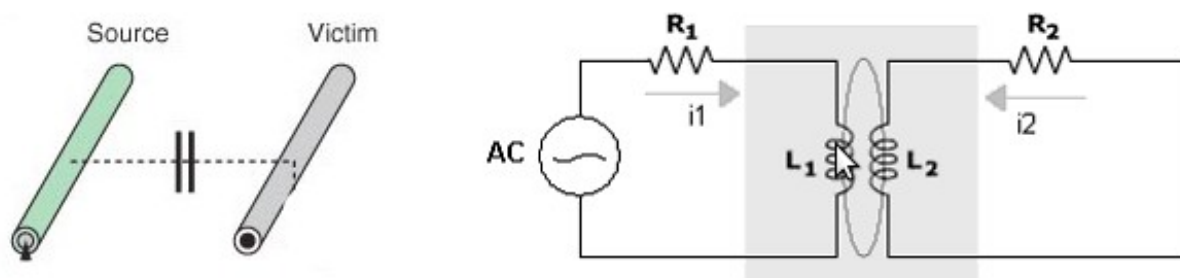


Figura 2.10: a sinistra schematizzazione dell'accoppiamento capacitivo e a destra schematizzazione dell'accoppiamento induttivo.

deterioramento dell'informazione ricavabile dalla misura. In fase di processing, gli approcci per la rimozione di questo disturbo hanno seguito due filoni principali: lo sfruttamento delle caratteristiche spettrali e temporali dell'EM-Coupling e la risoluzione diretta del problema. Il primo ha portato ad una soluzione parziale del problema, in quanto sia nella frequenza che nel tempo i due effetti occupano esattamente gli stessi ranges; il secondo è quello che è stato affrontato nell'ambito di questa tesi e che verrà trattato ampiamente nel capitolo 4.

2.9 Contesti di applicazione

La polarizzazione indotta è una metodologia usata soprattutto nel contesto minerario, a causa dell'elevata intensità della risposta che garantiscono i target tipici di questo ambiente e della bassa intensità dei disturbi (vedi EM-Coupling). Negli ultimi anni però i contesti di applicazione per questa metodologia si stanno ampliando considerevolmente soprattutto nei seguenti ambiti:

1. idrogeologia,
2. localizzazione di sostanze inquinanti,
3. ricerca di idrocarburi e serbatoi geotermici.

Nel caso dell'idrogeologia la polarizzazione indotta può risultare molto utile soprattutto per la stima della porosità. La parte immaginaria della conducibilità complessa, infatti, dipende dai fenomeni che si generano all'interfaccia granulo-fluido saturante e che a loro volta sono legati all'area della superficie del sedimento (granuli più piccoli restituiscono risposta più intensa), alla densità di carica superficiale e alla mobilità degli ioni, quindi alla porosità (Slater and Lesmes, 2002). Tramite misure di superficie si può avere, per esempio, la possibilità di individuare i limiti tra un acquifero sabbioso e livelli argillosi che lo confinano, oppure avere informazioni sulle geometrie di un acquifero fratturato. Le problematiche principali legate

all'applicazione della polarizzazione indotta in questo ambito vengono prima di tutto dall'EM-Coupling, infatti si ha spesso a che fare con coperture potenti e conduttive a causa delle quali l'induzione elettromagnetica può cancellare l'effetto di polarizzazione indotta; inoltre i fenomeni di polarizzazione che si osservano in ambito idrogeofisico sono caratterizzati da costanti di tempo molto piccole e quindi per essere apprezzati è necessario analizzare la risposta alle alte frequenze (più affette da EM-Coupling).

La polarizzazione indotta ha inoltre un utilizzo sempre crescente nella mappatura di inquinanti; in questo campo le cause che generano la risposta sono i fenomeni elettrochimici (scambi di carica) che si generano per l'interazione tra inquinante, roccia e acqua (Brown et al., 2003). Per esempio Olhoeft e King (1991) hanno osservato da prove di laboratorio che la risposta polarizzante di un inquinante a toluene di un argilla montmorillonitica è data dai processi di polimerizzazione che si innescano fra l'argilla e l'inquinante. Altri inquinanti che restituiscono una risposta polarizzante sono il percloroetilene (PCE) e tricloroetilene (TCE) (Vaudelet et al., 2011).

Il terzo ed ultimo campo di applicazione è quello che riguarda la ricerca geotermica e di idrocarburi. In questi ambiti la polarizzazione indotta può funzionare sia come metodo di ricerca diretta per target superficiali (<1000m), sia per la caratterizzazione di serbatoi già scoperti. Infatti la polarizzazione indotta può essere usata per misure in foro atte a definire la porosità del serbatoio.

In tutti i contesti appena elencati esiste però un problema di fondo: la risposta che generano è troppo debole per poter essere distinta dal rumore soprattutto in quei contesti fortemente affetti da EM-Coupling, a cui si aggiunge l'inadeguatezza di parametri come la caricabilità integrale e il frequency effect nel descrivere i complicati fenomeni di polarizzazione che si generano nei suddetti ambienti. Non potendo agire sull'intensità della risposta si è deciso

quindi di agire per ridurre gli effetti dell'EM-Coupling e migliorare la risoluzione e il significato dei parametri derivanti dai survey di polarizzazione indotta. Nei prossimi capitoli verranno mostrati dettagliatamente questi risultati.

3 APPROCCIO COLE-COLE CLASSICO

E ANALISI MULTIESPONENZIALE

3.1 Introduzione

Uno degli obiettivi di questa tesi è quello di esplorare nuovi approcci e potenzialità della polarizzazione indotta spettrale (sezione 2.6). Come già accennato, questo approccio prevede l'inversione dei dati misurati con dei relaxation model (sezione 3.2) per arrivare alla definizione di alcuni parametri, i quali risulteranno utili nella descrizione paragenetica del semispazio indagato. Le potenzialità della polarizzazione indotta spettrale sono principalmente due: la grande capacità discriminativa legata ai parametri ricavabili dalla misura, e la possibilità di correlare tali parametri con caratteristiche litologiche e di alterazione. Gli svantaggi sono invece legati al basso rapporto esistente fra segnale e rumore e alla ristrettezza della banda utile del segnale. Se paragoniamo la polarizzazione indotta spettrale con l'approccio in cui si calcola il parametro caricabilità integrale (M), vediamo subito come la prima sia più completa perché affronta il problema in maniera molto più rigorosa e prende in considerazione aspetti che l'approccio integrale non permette di apprezzare, come ad esempio la forma della curva di scarica, resistività in corrente continua del semispazio, la costante tempo e le caratteristiche di eterogeneità del semispazio (vedi sez. 3.3.1) che permettono analisi più accurate e l'utilizzo in ambiti di applicazione più ampi rispetto al metodo della caricabilità integrale.

In questo capitolo si è cercato di analizzare la capacità risolutiva di questo metodo in ambienti con bassa intensità di polarizzazione, utilizzando e modificando in maniera critica metodologie e approcci nuovi.

3.2 Relaxation Model

In fisica, con il termine *relaxation* si indica l'insieme dei fenomeni associati al ritorno all'equilibrio di un sistema perturbato. Il principio della polarizzazione indotta si basa proprio sull'osservazione dei fenomeni di reazione ad una perturbazione elettrica: essa consiste nel perturbare elettricamente un sistema, ed osservare come esso reagisce. Nella prossima sezione verranno descritti i modelli matematici. I più utilizzati sia in fisica che in geofisica, che si usano per descrivere il ritorno all'equilibrio di un sistema perturbato (*relaxation model*).

3.2.1 Modello di Debye

Il primo ad affrontare il problema della polarizzazione di un materiale fu Peter Debye, il quale nel suo lavoro “Polar molecules” (Debye, 1929) teorizza i meccanismi che si generano all'interno di un dielettrico immerso in un campo elettrico. Debye (1929) assume che le molecole abbiano forma sferica e ignora sia gli effetti inerziali che l'interazione fra dipoli adiacenti. Con queste assunzioni ipotizza che il tasso di variazione della funzione di decadimento della polarizzazione ($d\Phi(t)/dt$) sia proporzionale allo spostamento (rispetto alla situazione di equilibrio, dei dipoli che formano il materiale dielettrico) e che gli atomi rispondano istantaneamente alla sollecitazione. Quindi:

$$\Phi(t) = (\exp(\frac{-t}{\tau_d})) \quad (3.1)$$

dove $\Phi(t)$ è il potenziale (V) e τ_d è la relaxation constant (in secondi) di Debye, che rappresenta il tempo necessario ai dipoli per passare da una distribuzione ordinata ad una distribuzione random. Questa costante è direttamente proporzionale al cubo del raggio delle molecole e alla viscosità del materiale, e inversamente proporzionale alla temperatura del sistema. Sostituendo la (3.1) nell'equazione della permittività complessa (2.10) si ottiene che:

$$\frac{\epsilon(\omega)^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \frac{1}{1 + i\omega\tau_d} \quad (3.2)$$

L'equazione (3.2) può essere scomposta in una parte reale ed una immaginaria:

$$\frac{\epsilon'(\omega) - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty} = \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (3.3)$$

$$\frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty} = \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (3.4)$$

Queste due espressioni sono conosciute come equazioni di Debye; la prima è una funzione monotona decrescente, la seconda è una funzione con un massimo in corrispondenza di $\omega\tau=1$ cioè quando la costante tempo di Debye è uguale al reciproco della frequenza angolare (fig. 3.1).

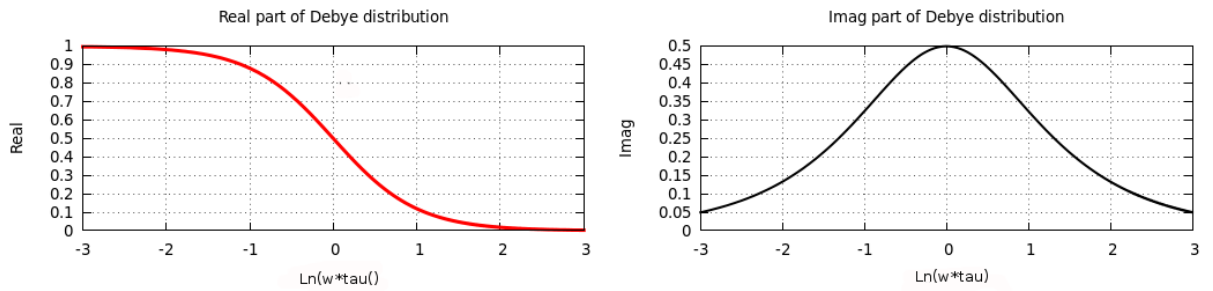


Figura 3.1: a sinistra parte reale della sintesi di Debye e a destra parte immaginaria.

Questo tipo di formulazione è valida solo nel caso in cui siamo in presenza di un materiale isotropo e con comportamento lineare; per avere un'espressione più generale si può ipotizzare che le proprietà di polarizzazione di materiali eterogenei siano approssimabili tramite una funzione di decadimento del tipo:

$$\Phi(t) = \sum_n \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) \quad (3.5)$$

che nel dominio della frequenza diventa:

$$\frac{\epsilon(\omega)^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \sum_n \frac{w_n}{1 + i\omega\tau_n} \quad (3.6)$$

in cui w_n sono dei fattori peso la cui sommatoria è uguale a 1. Dal punto di vista fisico, questa formulazione equivale a suddividere il materiale in n domini, in ciascuno dei quali sono valide le assunzioni di Debye, per poi sommare gli n contributi scalati da un opportuno coefficiente.

3.2.2 *Modello Cole-Cole*

Il modello Cole-Cole viene teorizzato da Kenneth e Robert Cole (Cole and Cole, 1941), e consiste sostanzialmente nell'aggiunta dell'esponente c (frequency dependence) alla parte complessa della distribuzione di Debye. Questo tipo di modifica viene apportata basandosi esclusivamente su osservazioni sperimentali, senza variare le assunzioni teoriche fondamentali della sintesi di Debye:

$$\frac{\epsilon(\omega)^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \frac{1}{1 + (i\omega\tau_{CC})^c} \quad (3.7)$$

Fin dalle prime sperimentazioni della teoria di Debye risultò infatti chiara, soprattutto a causa

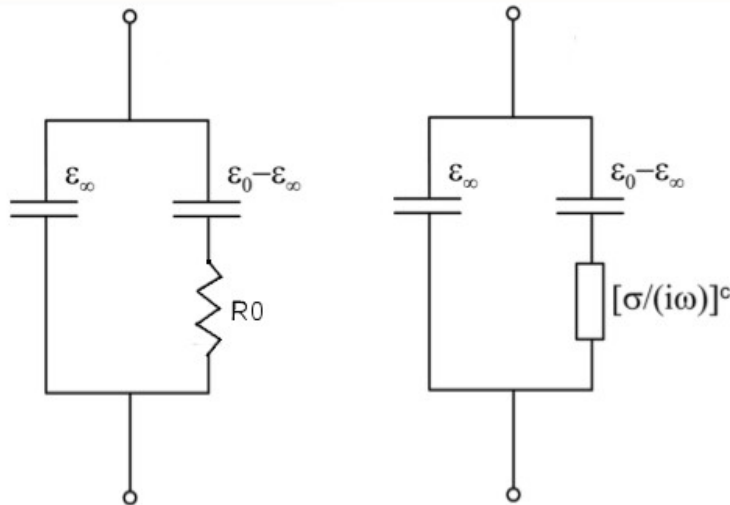


Figura 3.2: a sinistra circuito equivalente alla sintesi di Debye, a destra circuito equivalente alla sintesi Cole-Cole

della presenza di assunzioni molto forti, la difficoltà di stabilire una corrispondenza tra dati teorici e sperimentali. Tuttavia, Cole e Cole osservano che molti dei vari materiali avevano risposte caratteristiche che venivano meglio riprodotte inserendo nell'equazione di Debye un esponente c . Tale esponente ha la funzione di sostituire, all'interno del circuito equivalente (fig. 3.2), la resistenza R_0 con l'impedenza complessa $(\sigma/(i\omega))^c$; questo significa passare da un comportamento puramente resistivo del materiale dielettrico ad un comportamento misto resistivo/capacitivo. L'esponente c ha un range di valori compresi tra 0 e 1, e ha l'effetto di ampliare la distribuzione della parte immaginaria e linearizzare quella reale (fig. 3.3). La funzione di decadimento $\Phi(t)$ si ottiene utilizzando la (2.10):

$$\Phi(t) = 1 - \frac{1}{\Gamma(1+c)} * \left(\frac{t}{\tau_{cc}}\right)^c \quad t \ll \tau \quad (3.8)$$

$$\Phi(t) = \frac{1}{\Gamma(1-c)} * \left(\frac{t}{\tau_{cc}}\right)^{-c} \quad t \gg \tau \quad (3.9)$$

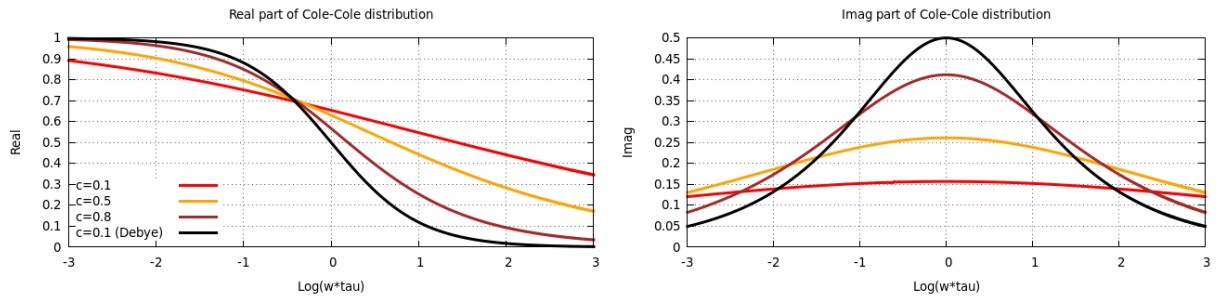


Figura 3.3: a sinistra parte reale della sintesi Cole-Cole, si nota come per c che tende ad uno la parte reale si linearizza; a destra parte immaginaria in cui si vede che all'aumentare di c il picco diventa più ampio.

3.2.3 Modello Davidson-Cole

Questo modello è stato sviluppato da Davidson e Cole (1950) e consiste anch'esso in una modifica del modello di Debye, tramite l'inserimento di un esponente α , compreso tra 0 e 1, che viene applicato all'intero denominatore:

$$\frac{\epsilon(\omega)^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \frac{1}{[1 + (i\omega\tau)]^\alpha} \quad (3.10)$$

La parte reale ed immaginaria divengono quindi:

$$\frac{\epsilon'(\omega) - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty} = \cos(\omega \tau)^\alpha \cos(\alpha \omega \tau) \quad (3.11) \quad \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty} = \cos(\omega \tau)^\alpha \sin(\alpha \omega \tau) \quad (3.12)$$

La parte reale del modello Davidson-Cole è sempre maggiore della parte reale del modello di Debye, e l'effetto diventa tanto maggiore quanto più α è vicino a zero; la parte immaginaria del modello Davidson-Cole ha il picco non più centrato su un valore costante ($\omega\tau=1$), ma si sposta verso le alte frequenze al diminuire di α (fig. 4). La funzione di decadimento $\Phi(t)$ per questo modello è:

$$\Phi(t) = 1 - \frac{1}{\Gamma(\alpha)} * \left(\gamma\left(\alpha, \frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (3.13)$$

in cui γ è la funzione gamma incompleta.

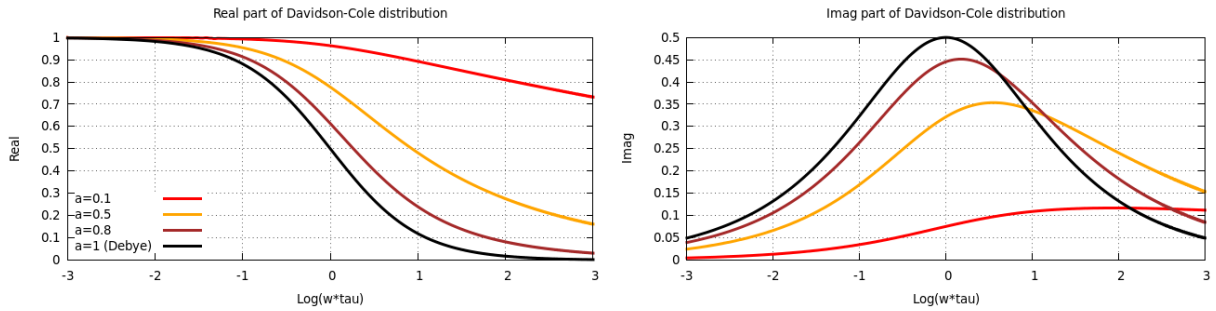


Figura 3.4: sintesi di Davidson-Cole variando il parametro α e lasciando $c=1$, rispetto al modello Debye (fig.3.1) si vede che la parte reale ha sempre intensità maggiore rispetto alla parte reale del modello Debye e che per la parte immaginaria si ha uno scivolamento del picco verso le alte frequenze all'aumentare di α .

3.2.4 Modello Havriliak-Negami

Questo modello è stato teorizzato da Havriliak e Negami (1967) ed è una combinazione della sintesi Cole-Cole e di quella Davidson-Cole, in quanto include sia l'esponente α che l'esponente c :

$$\frac{\epsilon(\omega)^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 - \epsilon_\infty} = \frac{1}{[1 + (i \omega \tau)^c]^\alpha} \quad (3.14)$$

Il significato dei parametri α e c rimane immutato, infatti c varia tra 0 e 1 (più è vicino a 0 più

la distribuzione dello spettro di fase è ampia) mentre α modifica la posizione del picco di fase. Le espressioni della parte reale e della parte immaginaria sono:

$$\frac{\epsilon'(\omega) - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty} = r^{-\alpha/2} \cos(\alpha\theta) \quad (3.15)$$

$$\frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon_0 + \epsilon_\infty} = r^{-\alpha/2} \sin(\alpha\theta) \quad (3.16)$$

in cui r e θ sono:

$$r = 1 + 2(\omega\tau)^c \cos\left(\frac{c\pi}{2}\right) + (\omega\tau)^{2c} \quad (3.17)$$

$$\theta = \arctan\left[\frac{(\omega\tau)^c + \sin\left(\frac{c\pi}{2}\right)}{1 + (\omega\tau)^c \cos\left(\frac{c\pi}{2}\right)}\right] \quad (3.18)$$

la sua funzione di decadimento $\Phi(t)$ è :

$$\Phi(t) = 1 - \frac{1}{\Gamma(1+\alpha c)} * \left(\frac{t}{\tau}\right)^{-\alpha c} \quad t \ll \tau \quad (3.19)$$

$$\Phi(t) = 1 - \frac{\alpha}{\Gamma(1-c)} * \left(\frac{t}{\tau}\right)^{-\alpha} \quad t \gg \tau \quad (3.20)$$

I modelli Cole-Cole, Davidson-Cole e Havriliak-Negami nascono da un'esigenza derivante dalla non corrispondenza tra la teoria di Debye e i risultati sperimentali. Con i tre modelli sopra menzionati, infatti, si cerca di raggiungere la massima vicinanza tra la relazione di Debye e i dati sperimentali in maniera del tutto empirica, senza cioè aggiungere nuove assunzioni o considerazioni fenomenologiche.

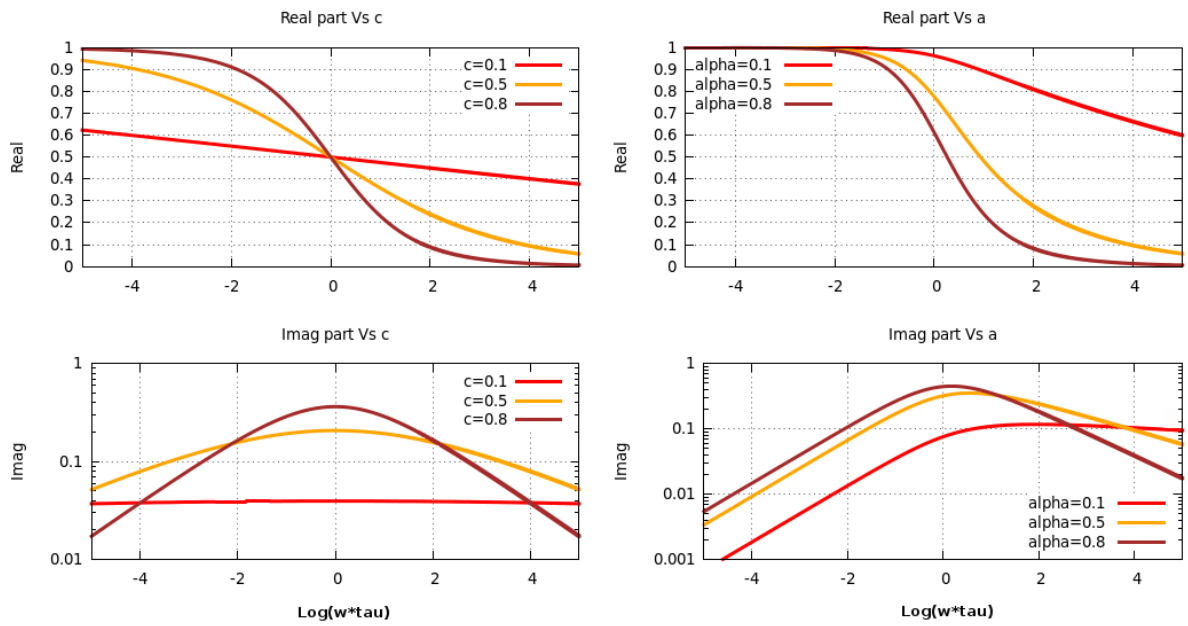


Figura 3.5: a sinistra le due figure mostrano come varia la sintesi di Havriliak-Negami cambiando il valore di c e mantenendo $\alpha=1$; a destra invece si varia α e si mantiene $c=1$. Parte reale (in alto) ed immaginaria (in basso).

Sebbene il modello di Havriliak e Negami sia matematicamente il più versatile, non esiste un modello più preciso o accurato degli altri. La scelta del modello da usare va fatta in base al contesto di applicazione.

3.3 Utilizzo dei relaxation model nella polarizzazione indotta spettrale

3.3.1 Sintesi Cole-Cole e modello di Pelton

In geofisica, la sintesi che ha avuto maggior diffusione è stata quella di Cole-Cole che, grazie al lavoro di Pelton et al. (1978), è stata inclusa in un robusto processo di elaborazione ed inversione dei dati di polarizzazione indotta. Nell'approccio di Pelton si ipotizza che un campione di roccia poroso e mineralizzato possa essere rappresentato tramite il circuito di fig.

3.6, in cui R_0 rappresenta la resistenza nelle zone ad esclusiva conduzione elettrolitica, R_1 rappresenta la resistenza nei settori a conduzione mista elettronica/elettrolitica e l'impedenza

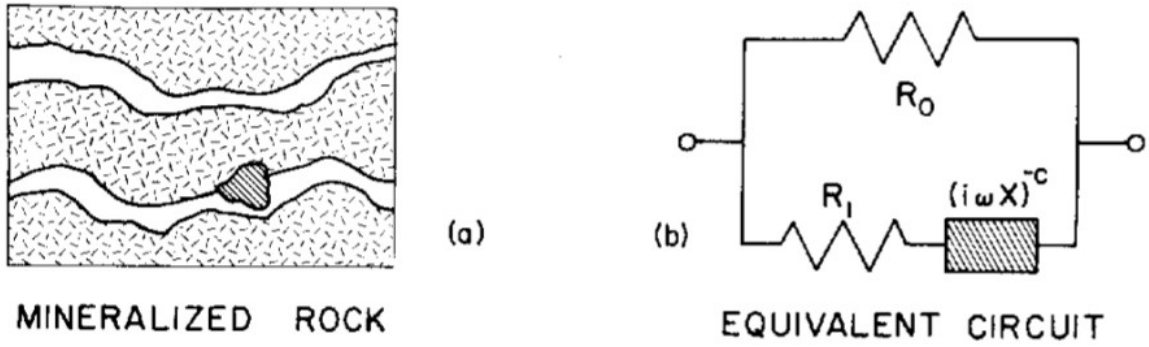


Figura 3.6: (a) schematizzazione usata da Pelton per definire il circuito equivalente (b), con cui ha costruito il suo relaxation model (Pelton et al., 1979).

$(-i\omega X)^c$ rappresenta i fenomeni di interfaccia al contatto tra granuli metallici/fluidi saturanti.

Il voltaggio nel circuito (funzione del tempo) e l'impedenza (funzione della frequenza) sono:

$$V(t) = m \frac{R_0}{I_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{(-1)^n \left(\frac{t}{\tau_P} \right)^{nc}}{\Gamma(nc+1)} \right) \quad (3.21) \quad Z(\omega) = R_0 \left(1 - m \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega \tau_P)^c} \right) \right) \quad (3.22)$$

in cui m e τ sono:

$$m = \frac{1}{\left(1 + \frac{R_1}{R_0} \right)} \quad (3.23) \quad \tau = X \left(\frac{R_0}{m} \right)^{\left(\frac{1}{c} \right)} \quad (3.24)$$

in cui la X è la reattanza. La conseguenza più interessante di questo tipo di approccio è la possibilità di modellizzare il comportamento elettrico di una roccia tramite quattro parametri:

1. R_0 è la resistenza misurata in regime di corrente continua;
2. m , che varia tra 0 e 1, è la caricabilità;
3. τ è la costante tempo, ovvero il tempo impiegato da $V(t)$ a ridursi di una quantità uguale $1/e$
4. c è la *frequency dependence*, ed è una misura dell'ampiezza della distribuzione delle τ .

Questo tipo di analisi ha permesso di aumentare sensibilmente la capacità discriminatoria e le potenzialità della polarizzazione indotta: risulta infatti possibile sia arrivare a stimare volumi

e granulometria del materiale polarizzante (Pelton et al., 1978), che riconoscere tipi di mineralizzazione che tramite la sola caricabilità integrale non sarebbero discriminabili, è il caso ad esempio dei solfuri massivi e della grafite, materiali che hanno caricabilità simili ma costanti tempo molto diversa). Duckworth e Calvert (1995) hanno dimostrato, calcolando la caricabilità integrale per varie combinazione dei parametri Cole-Cole, che la caricabilità integrale non è funzione solo della caricabilità m ma anche della costante tempo (fig. 2.9) e può accadere, soprattutto in materiali ad alta caricabilità, che ad un certo valore di M corrispondano due valori di τ molto diversi.

Recentemente è stata riconosciuta un'incongruenza nella corrispondenza stabilita tra il circuito equivalente di Cole-Cole e quello proposto da Pelton. Quest'ultimo nel suo lavoro (1978) pone:

$$R_0 = \frac{1}{\sigma_0} \quad (3.25) \quad R_1 = \frac{1}{(\sigma_\infty - \sigma_0)} \quad (3.26) \quad (i\omega\epsilon_0) = (i\omega X) \quad (3.27)$$

in cui σ_0 e σ_∞ sono rispettivamente la conducibilità a bassa ed alta frequenza e afferma che la sua sintesi è equivalente a quella di Cole-Cole. Quest'affermazione è stata analizzata da Tarasov e Titov (2013), i quali portando la sintesi di Pelton nel dominio delle resistività dimostrano che la tau qui definita (τ_p) ha un significato diverso rispetto a quella usata nel modello Cole-Cole (τ_{cc}). Infatti τ_{cc} è l'inverso della frequenza critica ω_c , che è la frequenza alla quale si trova il picco della componente immaginaria della resistività, mentre la τ_p è legata alla frequenza critica dalla seguente relazione:

$$\omega_c^{peak} = \frac{1}{\tau_p * (1-m)^{(1/c)}} \quad (3.28)$$

Tale relazione mostra che il picco è funzione non solo di tau, ma anche di m e c , e si sposta verso frequenze più alte all'aumentare di m e verso frequenze più basse all'aumentare di c .

Risulta quindi evidente che τ_{CC} e τ_P hanno significato diverso e si deve usare molta attenzione quando si paragonano le τ derivanti dai due approcci.

Un'altra limitazione di cui si deve tener conto, quando si utilizza il metodo di inversione definito da Pelton è che il range di variazione di tau è molto maggiore (circa 7 decadi) rispetto a quello di c e m (variano tra 0 e 1). Osservando questo Major e Silic (1981) hanno affermato che, se il picco di fase ricade all'interno del range di frequenze utilizzato, la τ sarà ben risolta, ma se il picco di τ è all'esterno del range di misure e si può osservare solo la parte ascendente dello spettro di fase allora la stima di τ sarà affetta da un grave errore.

Nonostante queste problematiche l'approccio proposto da Pelton ha restituito risultati attendibili sia in laboratorio che sul campo, soprattutto in ambito minerario ed anche in presenza di accoppiamento elettromagnetico.

3.3.2 Modello di Debye e analisi multiesponenziale

L'altro relaxation model usato in ambito geofisico è quello di Debye, in cui si ipotizza che la curva di decadimento registrata sia una sommatoria di sintesi di Debye. Questo tipo di approccio è stato utilizzato da molti autori negli ultimi quindici anni con lo scopo di ampliare le possibilità applicative della polarizzazione indotta. Le applicazioni, per ora, si sono concentrate soprattutto su misure effettuate in laboratorio. Uno degli articoli più recenti che tratta in maniera chiara l'argomento è quello di Nordsiek e Weller (2008), i quali ipotizzano che la risposta di resistività complessa del semispazio può essere modellizzata come una sommatoria di spettri di Debye:

$$\rho^*(\omega) = \rho_0 \left(1 - \sum_{k=1}^n m_k \left(1 - \frac{1}{1 + i\omega\tau_k} \right) \right) \quad (3.29)$$

I termini noti del sistema sono i valori di $\rho^*(\omega)$, misurati con un certo passo di

campionamento (logaritmico) df , mentre l'incognita è l'ennesimo valore di caricabilità (m), calcolato per valori di τ a loro volta spazati logaritmicamente. L'aspetto più importante di questo approccio è la possibilità di avere la cosiddetta relaxation time distribution (RTD), che è la distribuzione del parametro caricabilità rispetto alla costante tempo. Attraverso la sperimentazione si è osservato che essa può essere un indicatore molto affidabile della granulometria del sedimento. In analogia con l'approccio Cole-Cole è possibile effettuare un'analisi di tipo più generale sulle caratteristiche di polarizzabilità del suolo, sintetizzando i risultati dell'inversione tramite quattro parametri fondamentali:

1. total chargeability (Σm), ovvero la sommatoria delle singole caricabilità;
2. *mean relaxation time* ($\bar{\tau}$), che è la media delle singole relaxation time pesata con i valori della caricabilità;
3. non-uniformity parameter (U_{τ}), che è il rapporto tra τ_{60} e τ_{10} (che sono i valori di τ quando si raggiunge il 60% e il 10% della caricabilità totale); questo parametro rappresenta una misura dell'eterogeneità del sedimento;
4. dc resistivity (ρ_0), la resistività alla corrente continua.

Questo approccio permette di osservare il semispazio come un insieme di domini in cui le caratteristiche di resistività e caricabilità sono omogenee; permette anche di poter isolare e quantificare il contributo che ognuno di questi dà alla misura di polarizzazione indotta. Il grande vantaggio è quindi quello di tenere conto delle caratteristiche di eterogeneità del contesto geologico, rendendo sfruttabile la polarizzazione indotta in situazioni più complicate rispetto alle normali applicazioni. Gli svantaggi sono che l'inversione viene effettuata linearizzando un problema non lineare (questa operazione può portare a gravi problemi di stabilità della soluzione in determinate situazioni) e che, nel caso di misure sul campo, è

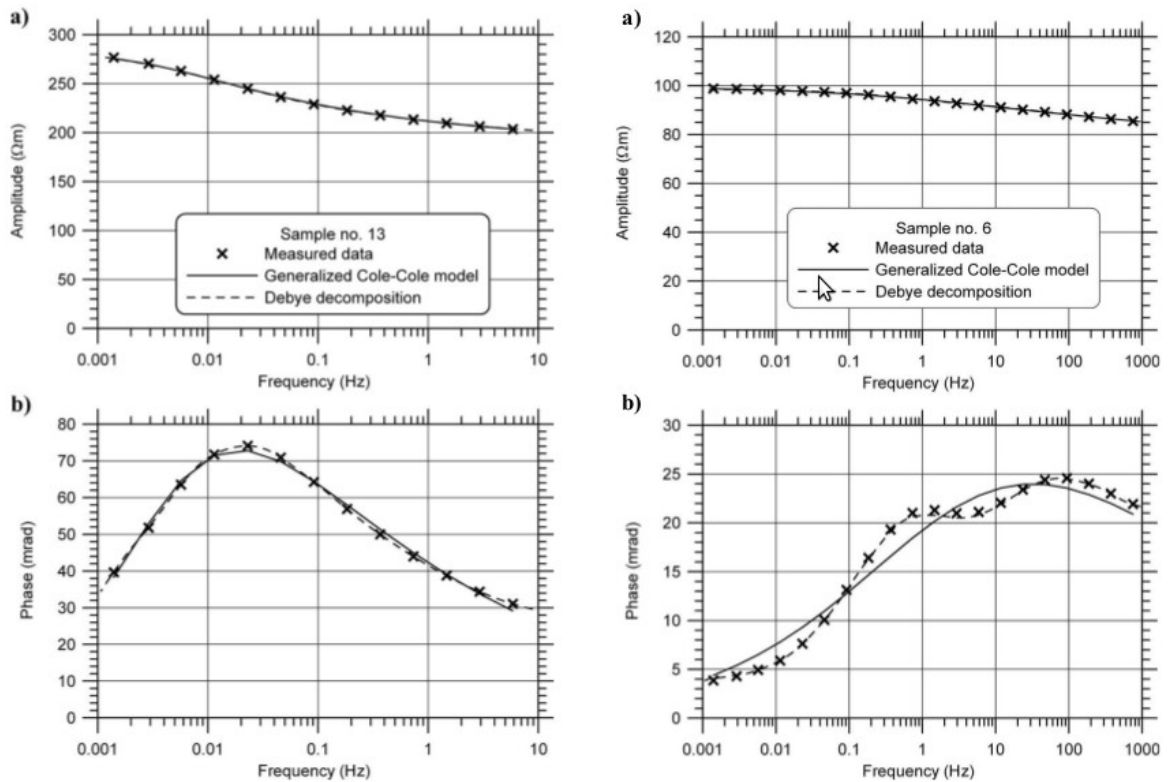


Figura 3.7: spettri di ampiezza (in alto) e di fase (in basso) di due campioni. Da notare come lo spettro di fase misurato (crocette) sia meglio rappresentato da un'inversione effettuata con la sommatoria di sintesi di Debye (linea tratteggiata) rispetto ad un'inversione effettuata con la sintesi di Cole-Cole (linea continua) (Nordsiek and Weller, 2008).

necessario ridurre il campionamento dell'asse delle costanti tempo per far rimanere il sistema sovra-determinato, in quanto il numero di frequenze (o finestre temporali qualora si operi nel dominio dei tempi) che si registrano durante l'acquisizione sul campo è di solito limitato, questo porta ad un forte deterioramento dell'informazione ricavabile dalla RTD

Uno degli obiettivi della tesi è stato quello di implementare una serie di routine in Fortran90 che permettano di analizzare l'algoritmo, confrontarlo con quelli già esistenti, e valutare se gli svantaggi intrinseci appena elencati possano essere in qualche modo eliminati o almeno ridotti.

3.4 Implementazione algoritmo multiesponenziale

3.4.1 Descrizione generale

In questa sezione si farà un approfondimento del formalismo matematico che ha guidato lo studio di Nordsiek e Weller (2008), inserendo anche degli accenni sulle modifiche apportate a questo approccio da studi successivi (Zisser et al., 2010).

La resistività complessa, nell'approccio multiesponenziale, è una sommatoria di sintesi di Debye:

$$\rho^{*}(\omega) = \rho_0 \left(1 - \sum_{m=1}^n m_k \left(1 - \frac{1}{1 + (i \omega \tau_k)} \right) \right) \quad (3.30)$$

Partendo da questa espressione, Nordsiek e Weller (2008) costruiscono un sistema di $2N$ equazioni con M incognite, in cui N è il numero di frequenze per le quali sono state misurate le resistività e M sono le caricabilità associate alle varie costanti tempo. Come è evidente, il sistema è non lineare e viene linearizzato ponendo la resistività:

$$\rho_{norm}^{*} = \frac{\rho_0 - \rho^{*}(\omega)}{\rho_0} \quad (3.31)$$

La parte reale e la parte immaginaria della (3.29) dopo la normalizzazione diventano:

$$\rho'_{norm}(\omega) = \sum_{k=1}^n m_k \frac{(\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (3.32) \quad \rho''_{norm}(\omega) = \sum_{k=1}^n m_k \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (3.33)$$

Da queste due è possibile costruire il sistema:

$$\begin{bmatrix} u_1 \rho'_{norm}(\omega_1) \\ \vdots \\ u_p \rho'_{norm}(\omega_p) \\ w u_1 \rho''_{norm}(\omega_1) \\ \vdots \\ w u_p \rho''_{norm}(\omega_p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{u_1 (w_1 \tau_1)^2}{1 + (w_1 \tau_1)^2} & \dots & \frac{u_1 (w_1 \tau_n)^2}{1 + (w_1 \tau_n)^2} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{u_p (w_p \tau_1)^2}{1 + (w_p \tau_1)^2} & \dots & \frac{u_p (w_p \tau_n)^2}{1 + (w_p \tau_n)^2} \\ w u_1 (w_1 \tau_1) & \dots & w u_1 (w_1 \tau_n) \\ \frac{1 + (w_1 \tau_1)^2}{1 + (w_1 \tau_1)^2} & \dots & \frac{1 + (w_1 \tau_n)^2}{1 + (w_1 \tau_n)^2} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ w u_p (w_p \tau_1) & \dots & w u_p (w_p \tau_n) \\ \frac{1 + (w_p \tau_1)^2}{1 + (w_p \tau_1)^2} & \dots & \frac{1 + (w_p \tau_n)^2}{1 + (w_p \tau_n)^2} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} m_1 \\ \vdots \\ m_n \end{bmatrix} \quad (3.34)$$

$$\mathbf{d} = \mathbf{G} * \mathbf{m}$$

Il vettore dati \mathbf{d} è composto dalla parte reale ed immaginaria delle N resistività complesse misurate, \mathbf{m} è il vettore delle caricabilità associate alle M costanti tempo, \mathbf{u} è il weighting factor e \mathbf{w} è un fattore di normalizzazione tra la parte reale ed immaginaria:

$$w = h \frac{\sum_{l=1}^p \rho'_{norm}(\omega_l)}{\sum_{l=1}^p \rho''_{norm}(\omega_l)} \quad (3.35)$$

in cui h ha un valore compreso tra 0.3 e 0.9.

Per questa formulazione, un problema riscontrato da Zisser e al. (2010) nasce dall'assumere che la d.c resistivity (ρ_0) sia uguale alla resistività estrapolata dalle basse frequenze dello spettro di ampiezza (ρ_a). Questi valori possono corrispondere, ma in generale essi divergono fortemente. Quindi, riscrivendo la parte reale ed immaginaria, normalizzate, dell'algoritmo di Nordsiek e Weller in maniera del tutto generale si ha che:

$$\rho'_{norm}(\omega) = \frac{\rho_a - \rho_0}{\rho_a} + \frac{\rho_0}{\rho_a} \sum_{k=1}^n m_k \frac{(\omega \tau)^2}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (3.36) \quad \rho''_{norm}(\omega) = \frac{\rho_0}{\rho_a} \sum_{k=1}^n m_k \frac{\omega \tau}{1 + (\omega \tau)^2} \quad (3.37)$$

È facile vedere che se ρ_a è uguale a ρ_0 si torna alle (3.32 e 3.33). Nel caso in cui però ρ_a sia

diverso da ρ_0 , si deve effettuare un passaggio intermedio per trovare la d.c resistivity, partendo dai valori di caricabilità apparente e di ρ_a . Questo passaggio si esegue costruendo due sistemi separati per la parte reale e per la parte immaginaria; da questi si ricavano due vettori delle caricabilità apparenti $\mathbf{m}_{k,1}$ e $\mathbf{m}_{k,2}$ che servono per trovare ρ_0 con cui normalizzare la (3.31):

$$\rho_0 = \rho_a \left(1 + \sum_{k=1}^n m_{k,2} - \sum_{k=1}^n m_{k,1} \right) \quad (3.38)$$

con $\mathbf{m}_{k,1}$ e $\mathbf{m}_{k,2}$:

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^n m_{k,1} &= \frac{\rho_a - \rho_0}{\rho_a} + \frac{\rho_0}{\rho_a} \sum_{K=1}^n m_K \\ \sum_{k=1}^n m_{k,2} &= \frac{\rho_0}{\rho_a} \sum_{K=1}^n m_K \end{aligned} \quad (3.39)$$

Nell'ambito della tesi è stato scritto il main program Debye.f90, il quale compie una serie di operazioni atte a studiare e chiarire il comportamento del processo d'inversione e dei parametri ideati da Nordsiek e Weller. Il main program scritto è composto di 5 blocchi:

1. definizione dei parametri utilizzati nella risoluzione del forward model;
2. utilizzo di un forward model che partendo da R_0 , m , e c τ_p restituisce un set di misure di impedenza complessa (utilizzando la formulazione di Pelton);
3. linearizzazione del problema e costruzione del vettore dati e del kernel d'inversione;
4. inversione in senso stretto (calcolo della RTD);
5. calcolo della total chargeability, mean relaxation time, non-uniformity parameter e dc

resistivity.

La routine utilizzata per l'inversione risolve problemi lineari con il metodo dei minimi quadrati, ovvero attraverso la minimizzazione della norma L2 dell'errore tra dati calcolati e quelli misurati. La routine è stata scritta da Lawson e Hanson (Lawson and Hanson, 1974) e dà la possibilità sia, di utilizzare un modello iniziale, sia di aggiungere dei vincoli all'inversione (bounds). I risultati ottenuti con questa routine appena descritta verranno mostrati nella prossima sezione attraverso l'utilizzo di esempi sintetici.

3.4.2 Esempi sintetici

La prima cosa che si è voluto verificare è la corrispondenza fra i parametri del modello di Cole-Cole del forward model e i 4 parametri ideati da Nordsiek e Weller. Questa prova è stata fatta costruendo un'ampia casistica e confrontando i parametri in diverse situazioni. La tabella seguente mostra alcuni dei risultati ottenuti:

| c | Tau=0.001 | | | Tau=0.01 | | |
|-----|-----------|---------|---------|----------|---------|---------|
| | Totcharg | Meantau | U | Totcharg | Meantau | U |
| 0,1 | 0,057 | 1,97 | 3801,89 | 0,063 | 3,203 | 3548,13 |
| 0,3 | 0,075 | 0,00855 | 524,81 | 0,084 | 0,036 | 123,03 |
| 0,5 | 0,087 | 0,0018 | 28,84 | 0,093 | 0,0128 | 29,51 |
| 0,7 | 0,093 | 0,0011 | 5,24 | 0,095 | 0,0104 | 5,89 |
| 1 | 0,096 | 0,001 | 1,02 | 0,096 | 0,01 | 1,26 |
| c | Tau=100 | | | Tau=1000 | | |
| | Totcharg | Meantau | U | Totcharg | Meantau | U |
| 0,1 | 0,079 | 25,3958 | 471,31 | 0,082 | 43,391 | 245,47 |
| 0,3 | 0,095 | 37,6454 | 346,76 | 0,096 | 140,293 | 22,39 |
| 0,5 | 0,096 | 74,1184 | 67,61 | 0,096 | 371,089 | 1,05 |
| 0,7 | 0,096 | 93,4875 | 5,37 | 0,096 | 617,81 | 11,22 |
| 1 | 0,096 | 99,9504 | 1,02 | 0,096 | 951,905 | 1,05 |

La tabella è stata costruita mantenendo fissa la caricabilità ($m=0.096$), perché si è notato che tra i parametri di Cole-Cole è quello che influisce meno sull'inversione. Osservando i risultati si vede che per c maggiori di 0.5 il parametro caricabilità totale corrisponde esattamente alla caricabilità di Seigel e il parametro mean relaxation time corrisponde invece esattamente alla

τ_p ; invece, il non-uniformity parameter, ad un primo sguardo, sembra completamente diverso dalla frequency dependence, ma analizzandolo più attentamente si è visto che è legato a c dalla relazione:

$$c = a * \ln(U) + b \quad (3.40)$$

in cui il coefficiente a è compreso tra 0.10 e 0.13 e il coefficiente b è compreso tra 0.96 e 0.73 (fig. 3.8).

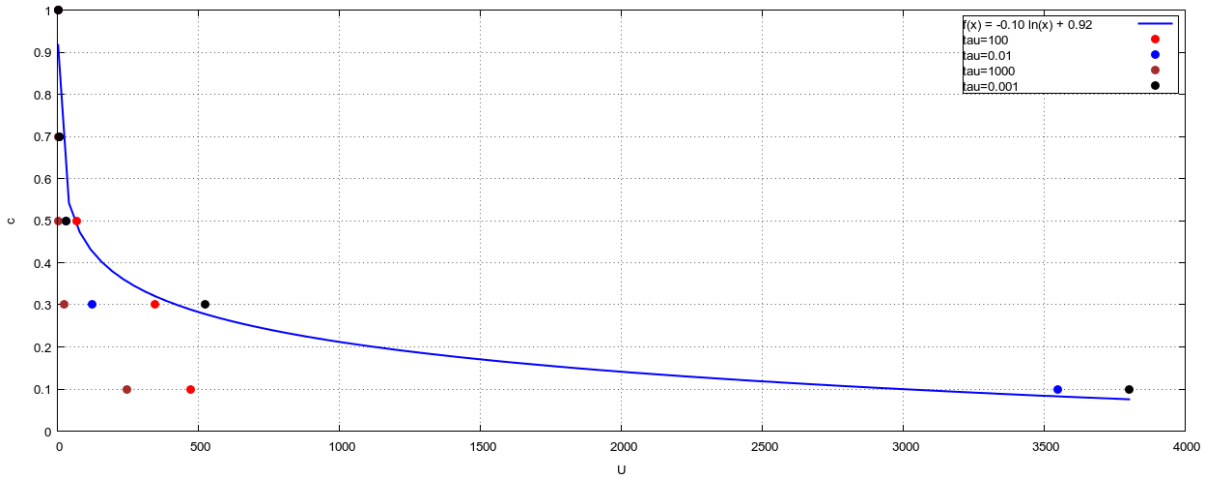


Figura 3.8: correlazione tra uniformity parameter (ascisse) e frequency dependence (ordinate); il colore dei punti serve per distinguere correlazioni effettuate con l'utilizzo di τ diverse. La linea blu è la funzione logaritmica che lega i parametri c e U .

Dopo aver chiarito il legame esistente fra i due gruppi di parametri, si è passati a vedere come l'algoritmo Debye.f90 fosse in grado partendo dai parametri di Cole-Cole di ritrovare la relaxation time distribution (RTD) originale. Questo è stato fatto costruendo delle RTD analitiche con l'algoritmo proposto da Havriliak e Havriliak (1996) (vedi sezione 3.2.4):

$$\tau_{distr}(y) = \left(\frac{1}{\pi} \right) y^{c\beta} \sin(\beta\Theta) (y^{2c} + 2y^c \cos \pi c + 1)^{\left(\frac{-\beta}{2} \right)} \quad (3.41)$$

in cui β è l'esponente della sintesi di Havriliak-Negami (vedi sezione) mentre y e Θ sono:

$$\Theta = \arctg \left[\frac{\sin \pi c}{Y^c + \cos \pi c} \right] \quad (3.42)$$

$$y = \frac{\tau}{\tau_0} \quad (3.43)$$

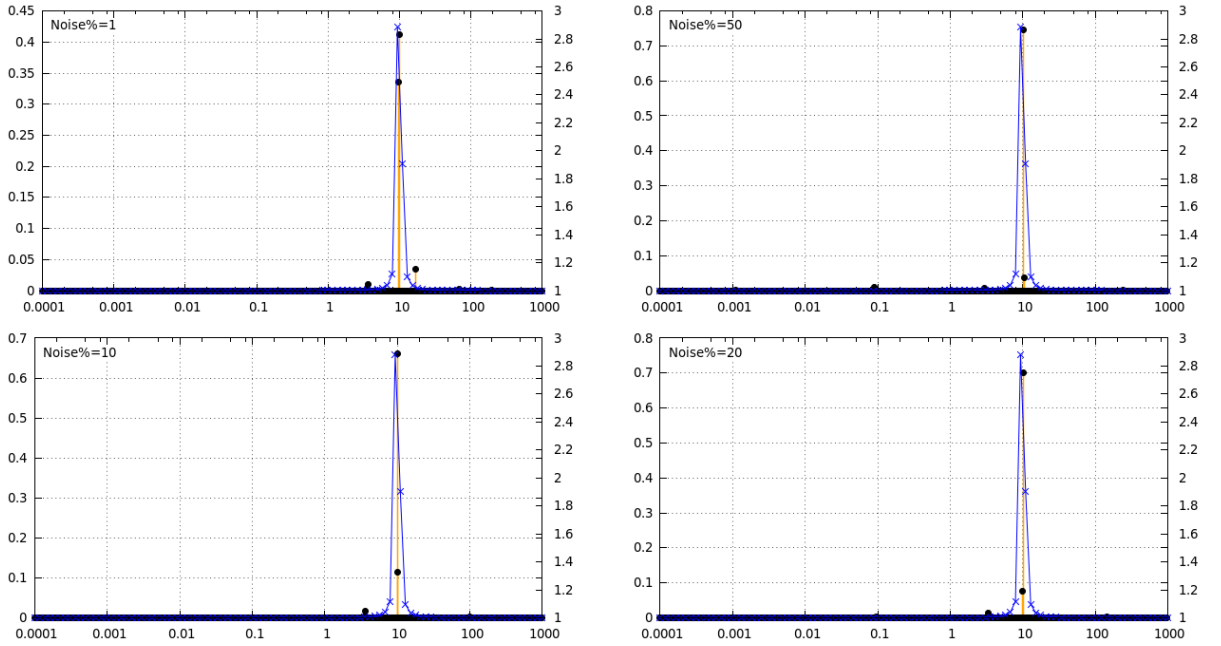


Figura 3.9: confronto tra relaxation time distribution calcolata e invertita mantenendo costante m (0.096) e c (1.0) e variando τ .

I sintetici sono stati costruiti utilizzando 1000 frequenze campionate logarithmicamente in un range di 7 decadi (0.001 a 10000 Hz), mentre per l'asse delle costanti tempo sono stati utilizzati 700 campioni su un range di 6 decadi (da 0.001 a 1000 s). Nelle figure 3.9 e 3.10 si può osservare il confronto diretto tra la curva derivata analiticamente e quella invertita al variare dei parametri τ e c : tra i due parametri quello che più influisce sull'inversione è c , infatti, si vede chiaramente (fig. 3.10) che il fit è ottimo per $c > 0.8$ e che va poi deteriorandosi al diminuire di c , tanto che per $c = 0.2$ non c'è più nessuna corrispondenza tra la curva analitica e quella calcolata; Dall'analisi di questi sintetici si può quindi desumere quanto sia difficile ottenere dei risultati buoni dall'inversione di dati reali acquisiti in campagna, in quanto il parametro c , in ambienti naturali, molto difficilmente supera il valore di 0.5.

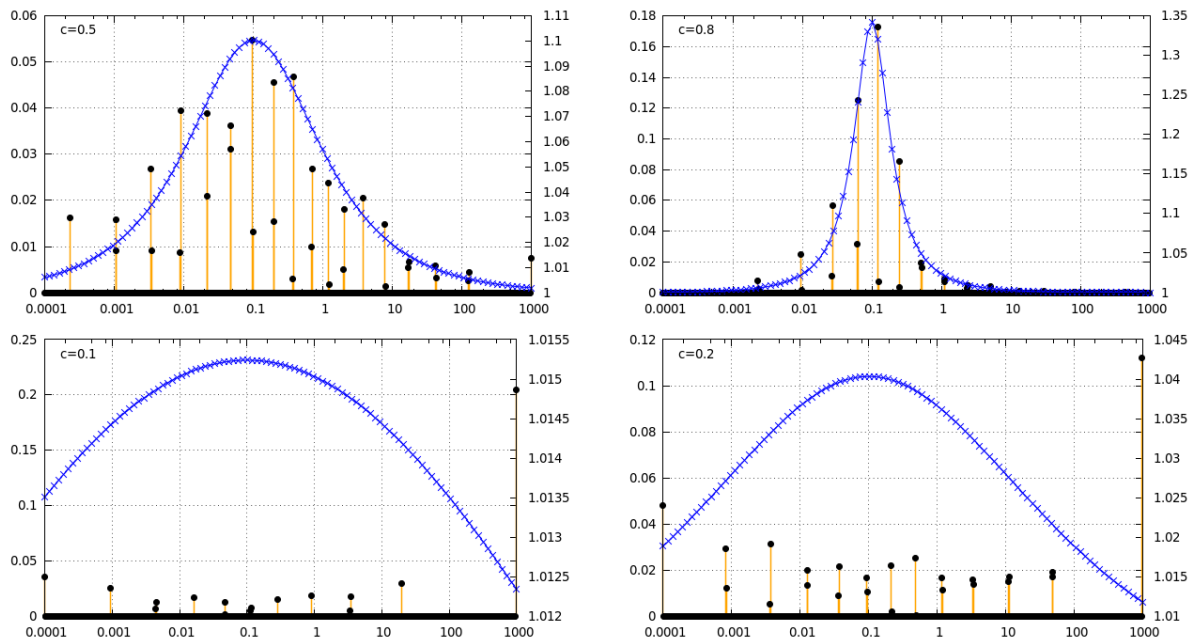


Figura 3.10: Confronto tra relaxation time distribution calcolata e invertita mantenendo costante m (0.096) e τ (0.1) e variando c .

3.4.3 Applicazione su prove di laboratorio

I campioni analizzati provengono da un prospecto minerario aurifero detto Lo Increible (El Callao Venezuela). L'analisi dei campioni è stata effettuata presso il laboratorio petrofisico messo a punto da Paolo Costantini (Costantini, 2007). Sono stati determinati gli spettri di ampiezza e fase della resistività in un range di frequenze compreso tra 0.01 e 10000 Hz. La preparazione dei campioni è avvenuta tramite immersione in una soluzione a conducibilità nota per un periodo variabile da 3 a 7 giorni. Successivamente si è passati alla misura di polarizzazione indotta vera e propria, ponendo il campione in un portacampioni apposito a 4 elettrodi di cui 2 non polarizzabili (elettrodi di potenziale); l'acquisizione vera e propria è stata fatta energizzando il campione con uno sweep di corrente con frequenza iniziale di 0.001 Hz; la frequenza è stata poi aumentata in scala logaritmica di 4 punti per decade per un totale di 24 campioni in un range di 6 decadi. Le curve sono state quindi digitalizzate con una scheda ADC a 24-bit e poi invertite utilizzando la sintesi additiva di un doppio modello Cole-Cole, al fine di ottenere R_0 , τ_1 , m_1 e c_1 del campione e modellizzare gli inevitabili effetti di

EM-Coupling tramite τ_2 , m_2 e c_2 .

Gli stessi dati sono stati nuovamente invertiti utilizzando l'approccio multiesponenziale e l'algoritmo implementato nell'ambito della tesi. In figura 3.11 viene mostrata la rappresentazione dello spettro di ampiezza (a sinistra) e di fase (a destra) per tutti i campioni esaminati. L'algoritmo Debye.f90 si è dimostrato affidabile nell'interpolazione delle curve di ampiezza misurate, ma poco efficace nel ritrovare le curve di fase soprattutto agli estremi dell'asse delle frequenze. La motivazione della divergenza alle alte frequenze è sicuramente da attribuire all'effetto dell'accoppiamento elettromagnetico (vedi cap 4). Si sono poi confrontate le prestazioni dell'inversione effettuata con Debye.f90 con quelle della sintesi del doppio modello Cole-Cole (linea blu); si può osservare in figura 3.11 che il secondo metodo è più efficace nell'interpolazione della curva sia alle alte frequenze (dove grazie al secondo modello Cole-Cole tiene conto dell'accoppiamento elettromagnetico), sia nel resto della curva (dove riesce ad interpolare perfettamente i punti misurati). Allo scopo di analizzare le possibili cause del non soddisfacente funzionamento della routine Debye.f90, è stata modificata la routine d'inversione. Il secondo set di inversioni è stato eseguito sostituendo alla routine di Lawson e Hanson, una routine che prevede di scomporre il kernel d'inversione G nei suoi valori singolari:

$$G = U S V^T \quad (1)$$

in cui S è una matrice diagonale con i valori singolari sulla diagonale, U e V sono matrici quadrate che contengono rispettivamente gli autovettori dello spazio dati e dello spazio dei modelli.

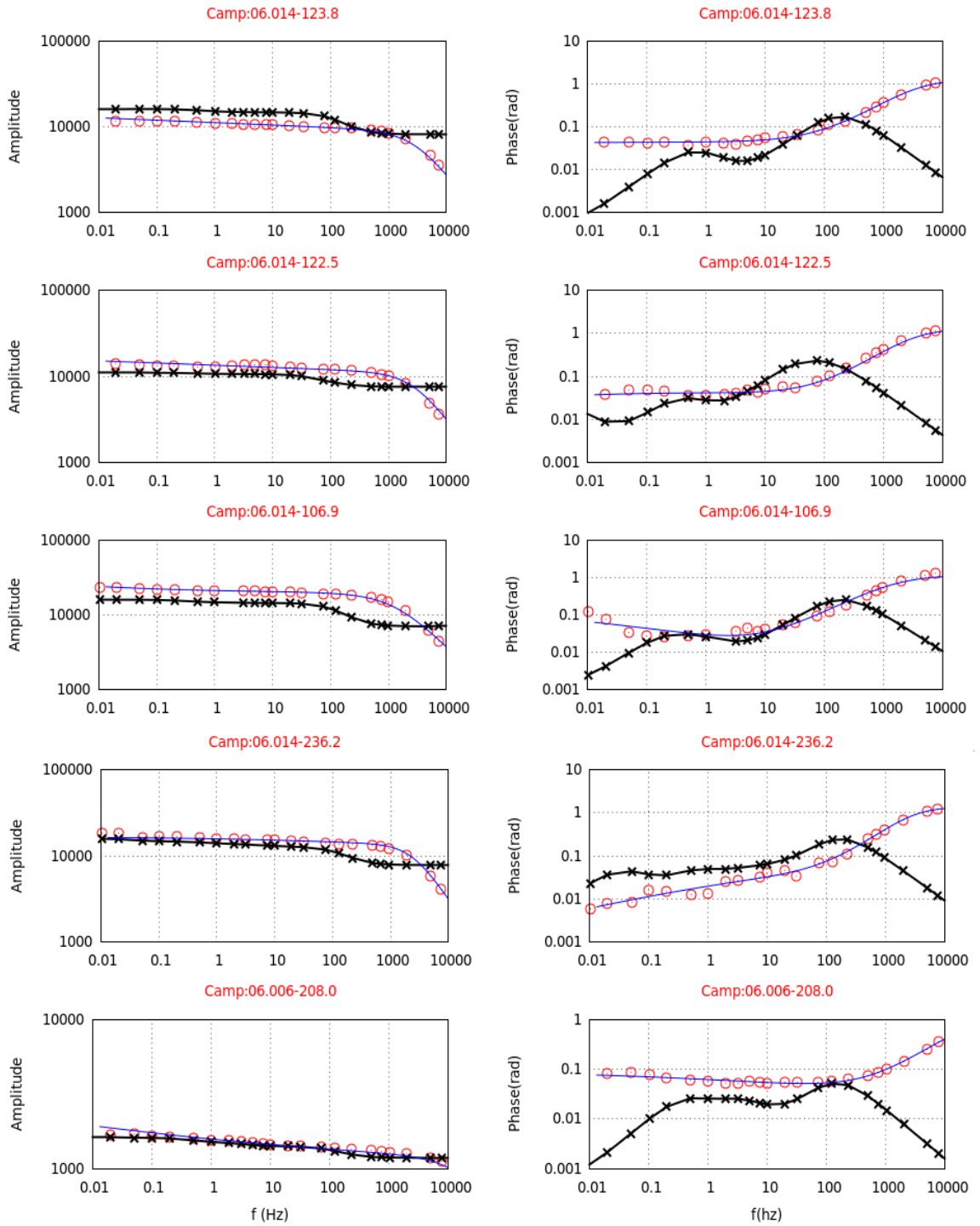


Figura 3.11: spettri di ampiezza a sinistra e di fase a destra; la linea nera con le croci indica la curva invertita con il programma Debye.f90, la curva blu è la curva invertita con la sintesi moltiplicativa del doppio modello Cole-Cole e i cerchi rossi sono la curva misurata.

Sviluppando algebricamente la (3.44) Moore (1920) e Penrose (1954) sono arrivati a definire la cosiddetta inversa generalizzata di Moore e Penrose:

$$\mathbf{G}^{inv} = \mathbf{V} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{U}^T \quad (3.45)$$

la quale moltiplicata per i dati osservati ci restituisce il vettore dei modelli:

$$\mathbf{m} = \mathbf{G}^{inv} \mathbf{d} \quad (3.46)$$

Per una trattazione completa su questo argomento si rimanda a Aster et al. (2005).

In figura 3.13 sono mostrati i risultati dell'inversione per il campione 06.014-106.9 per 4 valori di troncamento della matrice dei valori singolari. Si può notare che fino a 1000 Hz l'inversione dei dati è perfetta nel caso di $N=40$, mentre abbassando il numero di troncamento l'efficacia dell'algoritmo si riduce drasticamente. Utilizzando l'intero spettro dei valori singolari, compresi quelli molto piccoli, si aumenta la capacità risolutiva dell'algoritmo tuttavia, si generano gravi problemi di stabilità nella soluzione che diventa un amplificatore del rumore (fig. 3.14). Il metodo migliore per scegliere un valore di troncamento che sia il miglior compromesso tra risoluzione e stabilità della soluzione è quello di analizzare la curva

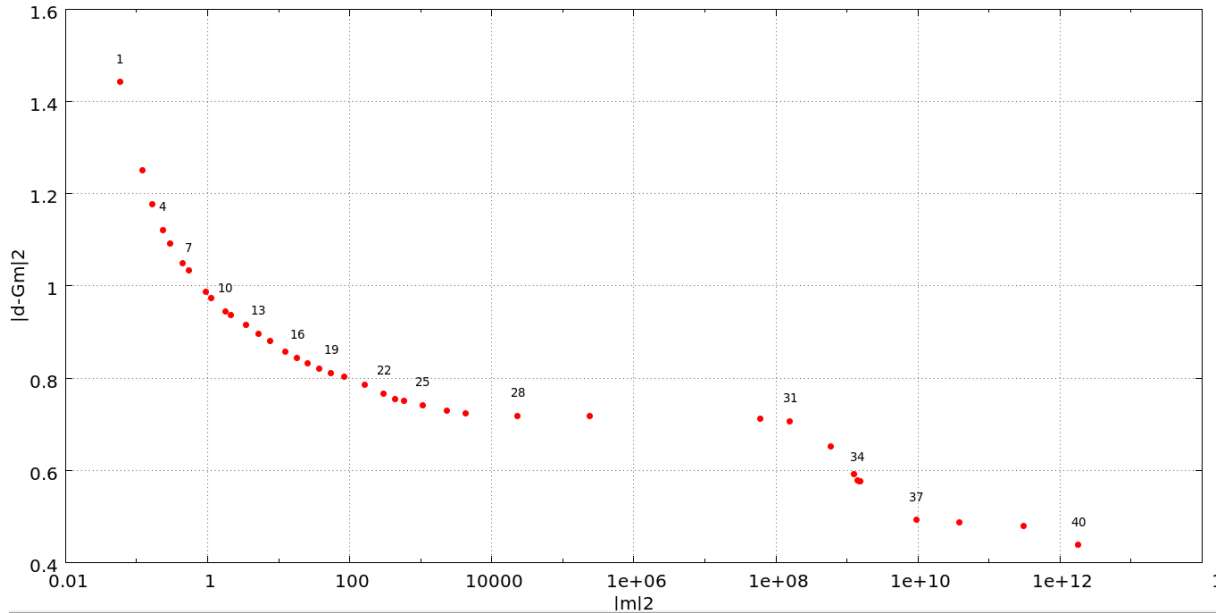


Figura 3.12: curva di trade-off calcolata (campione 06.014-106.9) per 40 valori di troncamento (N); attraverso questa si è selezionato il valore ideale di troncamento dello spettro dei valori singolari.

di trade-off (fig. 3.12), in cui si evidenzia come varia la norma dei residui rispetto alla norma

L_2 dei modelli. Da questa curva si evince che nel caso del campione 06.014-106.9 il valore

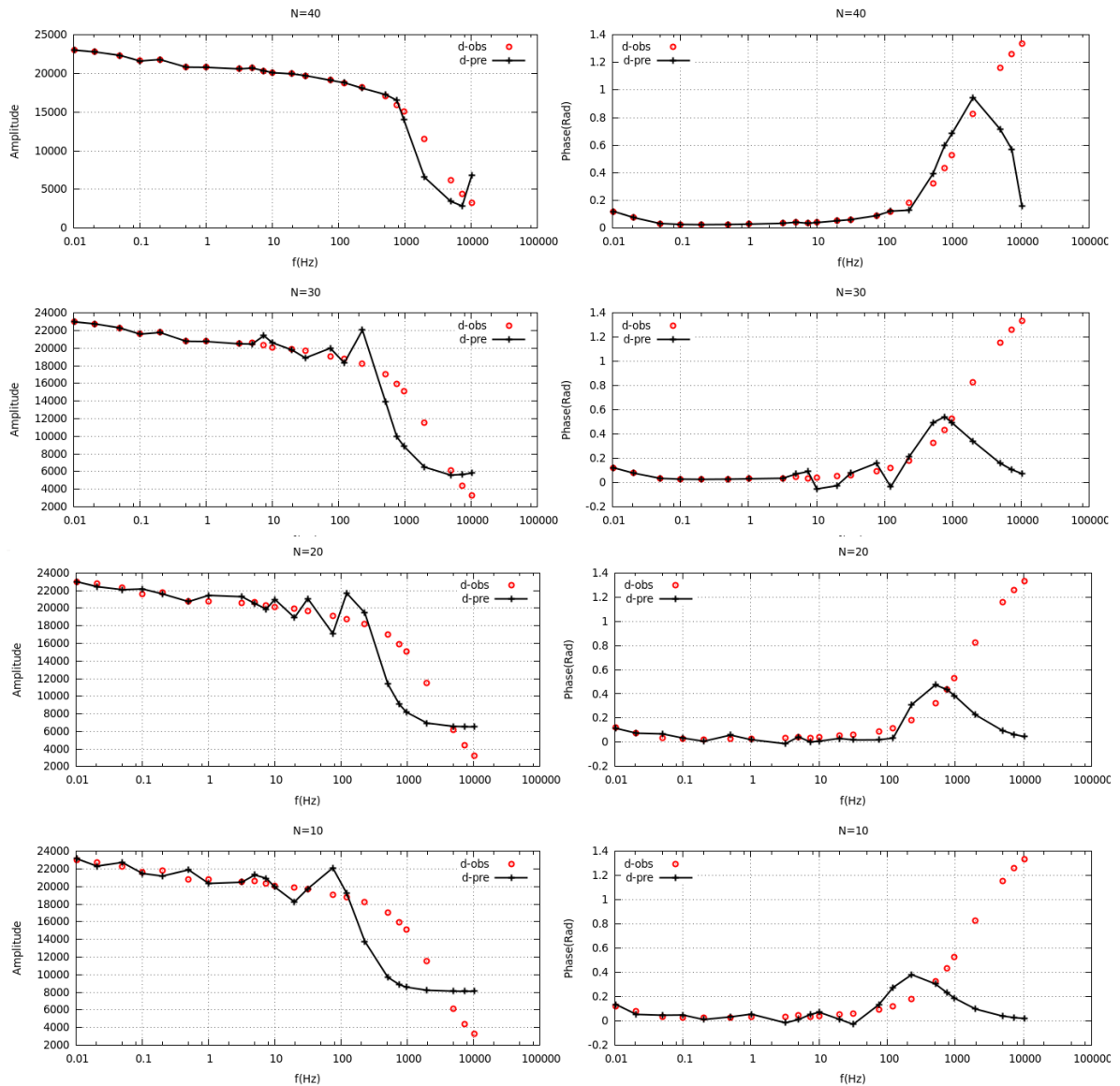


Figura 3.13: a sinistra spettri di ampiezza e a destra spettri di fase riguardanti il campione 06.014-106.9 per 4 diversi numeri di troncamento; con i cerchi rossi è indicata la curva misurata, la linea nera puntinata indica la curva invertita con la pseudo-inversa generalizzata.

ideale ricade nell'intervallo compreso tra 10 e 16. Selezionando uno di questi valori di troncamento effettivamente si diminuisce la sensibilità al rumore del processo di inversione, tuttavia la soluzione trovata è imprecisa e non ci permette di fare nessun tipo di analisi sulla relaxation time distribution. Si è appena dimostrato che il metodo di inversione definito da Nordsiek e Weller è altamente mal condizionato e senza un processo di regolarizzazione

efficace non è possibile trovare un compromesso tra instabilità e risoluzione.

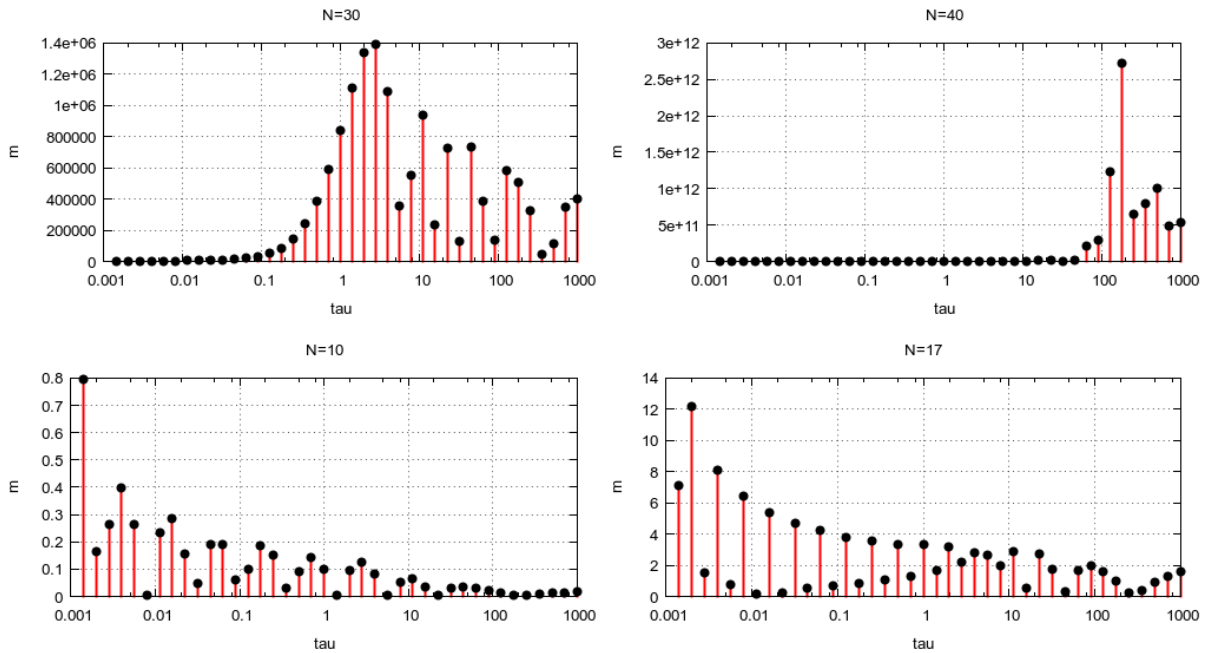


Figura 3.14: variazione della relaxation time distribution, calcolata per il campione 06.014.122.5, al variare del numero di troncamento. Si può notare come per valori di troncamento grandi, la soluzione è molto instabile e per valori di troncamento piccoli la RTD è imprecisa. Questo considerando che il valore di τ calcolato con la doppia sintesi CC è di 2 s

3.5 Conclusioni

Negli ultimi anni l'approccio multiesponenziale ha avuto un grande sviluppo soprattutto per quanto concerne l'applicazione su misure di laboratorio. In letteratura si può vedere come, l'inversione effettuata con la sintesi multiesponenziale restituisca risultati migliori rispetto a quella che utilizza la sintesi di Pelton, inoltre da questa inversione è possibile ricavare dei parametri direttamente collegabili con la granulometria e la porosità del sedimento (Binley et al., 2005) e (Zisser et al., 2010).

In questo capitolo sono studiate le prestazioni dell'inversione effettuata con la sintesi multiesponenziale su alcuni dati di polarizzazione indotta (FD) acquistati in laboratorio,

campionati però con un numero di punti paragonabile a quello misurabile in campagna. Lo studio dei suddetti campioni è stato effettuato costruendo una routine in Fortran90 che gestisce e inverte, secondo lo schema proposto da Nordsiek e Weller (2007), dati sintetici e reali con il metodo dei minimi quadrati imponendo la condizione di non negatività (Lawson et Hanson, 1995). Il primo test sul programma è stato eseguito confrontando una relaxation time distribution (RTD) analitica calcolata con la sintesi di Havriliak e Havriliak (1996), con quella generata attraverso l'algoritmo d'inversione implementato, per verificare la sua capacità di ritrovare i dati di partenza; il parametro che più influisce sull'inversione è la frequency dependence, infatti per $c \geq 0.5$ l'algoritmo trova perfettamente la relaxation time distribution calcolata analiticamente, tuttavia quando i valori di c si avvicinano a 0.2 le prestazioni dell'algoritmo peggiorano. Successivamente siamo passati all'analisi di dati reali misurati in laboratorio campionati con un numero di frequenze piccolo (24 campioni in 7 decadi di frequenza); l'inversione di questi dati si è rivelata insoddisfacente ed ha restituito spettri di ampiezza e fase che si discostano da quelli reali sia alle basse che alle alte frequenze.

A questo punto si è analizzato il perché del cattivo funzionamento dell'algoritmo costruendo una nuova routine d'inversione che utilizza la pseudo-inversa di Moore Penrose. Attraverso questa ci si è accorti che l'inversione multiesponenziale posta in questi termini presenta dei gravi problemi di instabilità che si è provato ad attenuare utilizzando un numero minore di valori singolari, con lo scopo di stabilizzare l'inversione; questo però ha diminuito fortemente la capacità risolutiva e non ha risolto completamente i problemi di stabilità, portandoci a concludere che il metodo di inversione definito da Nordsiek e Weller (2008) è fortemente mal condizionato e senza un adeguato processo di regolarizzazione non può restituire risultati attendibili. Inoltre, rimane il problema classico che si ha nell'inversione di misure con l'approccio multiesponenziale, il quale, per sua natura, necessita di un forte grado di

sovradeterminazione per poter restituire delle informazioni utili nel definire la granulometria e la porosità del semispazio; questo, conoscendo i limiti strumentali per le acquisizioni in campagna (campionamento degli spettri o della curva di scarica con al massimo 20 punti), si presenta come uno scoglio molto difficile da superare per l'applicazione dell'approccio multiesponenziale nell'inversione di misure effettuate sul campo. Un altro problema da non trascurare è che l'inversione con l'algoritmo di Nordisiek e Weller è incapace di modellizzare il contributo dell'accoppiamento elettromagnetico (alte frequenze) come si vede in figura 3.11 e 3.13.

Le considerazioni fatte fin qui dicono che il metodo d'inversione che sfrutta la sintesi additiva di due modelli Cole-Cole è molto più attendibile e preciso nell'interpolare gli spettri di fase e ampiezza rispetto al metodo definito da Nordsiek e Weller; inoltre se non si definisce un sistema di inversione più affidabile la relaxation time distribution non può restituire nessuna informazione utile sulla granulometria o sulla porosità del semispazio.

4 ELECTROMAGNETIC COUPLING

4.1 Teoria

L'accoppiamento o coupling, in fisica è un termine che identifica le interazioni che avvengono tra due circuiti vicini (fig 4.1). Le due tipologie di accoppiamento principali sono:

1. l'accoppiamento capacitivo che è dovuto a campi elettrici variabili all'interno di un circuito che inducono correnti nel circuito vicino;
2. l'accoppiamento induttivo che è dovuto a campi magnetici variabili in un circuito che inducono tensioni nel circuito vicino.

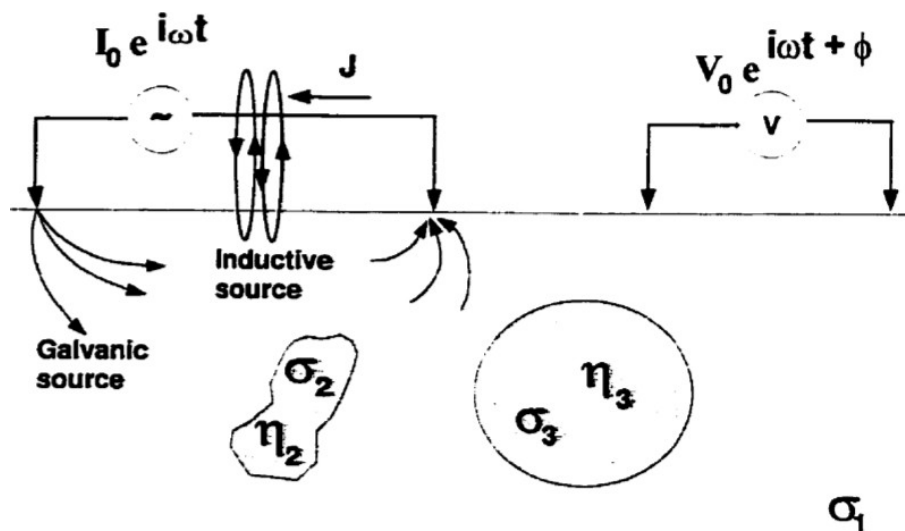


Figura 4.1: schema esplicativo sull'accoppiamento induttivo; dall'orientazione della sorgente induttiva e si capisce il perché una configurazione a cavi paralleli soffra di un forte accoppiamento elettromagnetico (Routh, 1999)

L'accoppiamento capacitivo può essere rappresentato come un condensatore (vedi fig 2.10) posto tra il dipolo di corrente e quello di tensione, la cui capacità è inversamente proporzionale alla distanza fra i circuiti; questo effetto assume importanza, nelle misure di polarizzazione indotta, solo in quelle configurazioni elettrodiche che prevedono vicinanza tra

i cavi di tensione e di corrente oppure in misure in foro, in questi casi il disturbo può essere comunque attenuato schermando i cavi.

L'accoppiamento induttivo nelle acquisizioni di polarizzazione indotta è dato dalla corrente che scorre nel dipolo di corrente che, per la legge di Faraday, genera un campo magnetico, il quale a sua volta genera una corrente nel dipolo di potenziale che va a modificare il voltaggio misurato.

Da un punto di vista analitico se ci poniamo in un sistema di coordinate cilindrico (ρ, ϕ, z), una sorgente infinitesima lunga ds in cui scorre una corrente I , posta su un semispazio con conducibilità complessa $\bar{\sigma}$ (tiene conto delle correnti di spostamento) genera un campo elettrico le cui componenti sono (Wait, 1959):

$$E_z = I ds \left[-P(r) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} Q(r) \right] \quad (4.1)$$

$$E_r = i ds \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho \partial z} Q(r) \right] \quad (4.2)$$

dove $P(r)$ e $Q(r)$:

$$P(r) = \frac{i \mu \omega}{4 \pi r} \exp(-\gamma r) \quad (4.3)$$

$$Q(r) = \frac{1}{4 \pi r \bar{\sigma}} \exp(-\gamma r) \quad (4.4)$$

e γ e r sono:

$$\gamma = \sqrt{i \sigma \mu \omega} \quad (4.5)$$

$$r = \sqrt{\rho^2 + z^2} \quad (4.6)$$

in cui μ è la permeabilità magnetica.

Dalle (4.1) e (4.2) possiamo calcolare la mutua impedenza esistente fra un elemento del cavo di corrente (dS) e un elemento del cavo di tensione (ds):

$$dZ = \left[P(r) + \frac{\partial^2 Q(r)}{\partial S \partial s} \right] dS ds \quad (4.7)$$

Integrando l'espressione precedente lungo tutta la lunghezza del cavo di corrente e di tensione si ottiene l'espressione generale dell'accoppiamento elettromagnetico esistente fra due cavi con geometria arbitraria posti su un semispazio omogeneo con conducibilità σ (Sunde, 1968):

$$Z = \frac{V}{I} = \int_A^B \int_M^N \left[P(r) \cos(\theta) + \frac{\partial^2 Q(r)}{\partial S \partial s} \right] dS ds = \quad (4.8)$$

$$Z = Q(|AM|) - Q(|BM|) - Q(|AN|) + Q(|BN|) + \int_A^B \int_M^N [P(r) \cos(\theta)] dS ds$$

La funzione $P(r)$ rappresenta l'effetto induttivo mentre la funzione $Q(r)$ la cosiddetta grounding function (Wynn et Zonge, 1975); quando la frequenza tende a 0 l'impedenza tra i due dipoli di corrente e tensione è:

$$Z_0 = \frac{1}{4\pi\omega} * \left(\frac{1}{\overline{AM}} + \frac{1}{\overline{BN}} - \frac{1}{\overline{AN}} - \frac{1}{\overline{BM}} \right) \quad (4.9)$$

Variando la forma delle funzioni $P(r)$ e $Q(r)$ si può ottenere la mutua impedenza fra due cavi anche su un semispazio stratificato. Per una trattazione completa dell'argomento rimandiamo a Routh(1999), Wynn e Zonge (1975), Gruszka (1987), Dey e Morrison (1973) e Hohmann (1973).

Come si vede dalla 4.8 l'intensità della mutua impedenza tra i dipoli di tensione e di corrente in una misura di polarizzazione indotta, è direttamente proporzionale a:

1. la frequenza della corrente immessa,
2. la lunghezza dei dipoli,
3. la conducibilità del semispazio,
4. la spaziatura tra i dipoli,

5. il coseno dell'angolo compreso tra le direzioni dei dipoli.

Quindi le parti del dato maggiormente interessate da questo fenomeno sono le alte frequenze nel frequency domain e i primi decimi di secondo della curva di scarica nel time domain, soprattutto in acquisizioni effettuate con ampia spaziatura fra gli elettrodi e su semispazi molto conduttivi; utilizzando quindi distanze dipolari corte ed eliminando i primi 50/100 ms della curva di scarica, in contesti geologici con semispazi molto resistivi, si può eliminare questo disturbo già in fase di acquisizione. Con questi vincoli però lo spettro dei contesti di applicazione è fortemente ridotto; infatti se consideriamo applicazioni idrogeologiche o per la ricerca di inquinanti, è probabile che si abbia che fare con semispazi conduttivi, se invece si considera il contesto della ricerca geotermica o di idrocarburi, si ha che fare con target molto profondi che richiedono aperture e spaziature dipolari molto ampie. Risulta quindi necessario, per poter utilizzare la polarizzazione indotta in tutti i contesti geologici in cui si desidera applicarla, costruire un sistema robusto di rimozione dell'EM-Coupling dai dati.

4.2 Tecniche per la rimozione/riduzione dell'elettromagnetic coupling

In questo paragrafo verrà fatto un excursus degli approcci usati nella rimozione dell'EM-Coupling. I primi due metodi spiegati sono il metodo a fase costante e la sintesi moltiplicativa con il doppio modello Cole-Cole entrambi questi metodi sfruttano le caratteristiche delle risposte in ampiezza e fase dell'accoppiamento elettromagnetico, utilizzando però alcune assunzioni non sempre giustificabili. Il terzo metodo è quello che viene sviluppato e ampliato nell'ambito della tesi e tratta il problema dell'EM-coupling in maniera diretta, rigorosa e robusta e soprattutto senza assunzioni che ne pregiudichino l'utilizzo in alcuni contesti.

4.2.1 Metodo a fase costante

Questo approccio è stato teorizzato da Hallof (1974) ed è uno dei primi metodi utilizzati nella rimozione dell'accoppiamento elettromagnetico. In questo metodo si utilizza il parametro phase shift (Φ):

$$\phi = \kappa FE \quad (4.10)$$

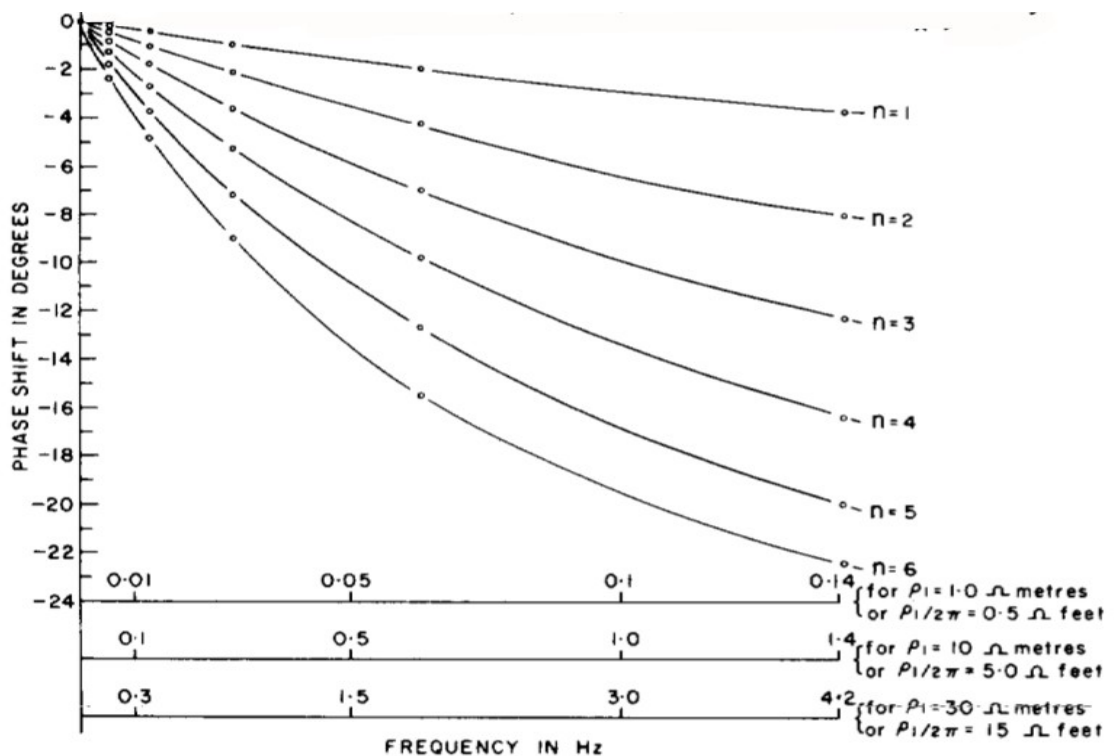


Figura 4.2: grafico che ha sulle ordinate lo sfasamento tra onda di corrente e onda di potenziale e sulle ascisse la frequenza; mostra l'influenza dell'accoppiamento elettromagnetico sul phase shift in funzione della distanza tra i dipoli. Il grafico è costruito in maniera tale da permettere la valutazione degli effetti dell'accoppiamento in semispazi a diversa resistività (osserva le tre ascisse). (Hallof, 1974)

L'assunzione su cui si basa questo metodo è che la misura di polarizzazione indotta non contaminata da accoppiamento elettromagnetico mantenga uno sfasamento costante per frequenze comprese tra 0.05 e 0.5 Hz; mentre in presenza di accoppiamento elettromagnetico la fase tende verso valori negativi di sfasamento (fig 4.2). Il valore del phase shift ripulito

dall'accoppiamento elettromagnetico sarà quindi semplicemente l'intercetta di una retta congiungente i valori di sfasamento a varie frequenze. Questo approccio fa della semplicità di utilizzo il suo punto di forza, però l'assunzione di sfasamento costante non è sempre verificata, quindi il suo campo di applicabilità è ristretto a quei casi in cui l'assunzione è verificata.

4.2.2 Modellizzazione Cole-Cole

Il secondo approccio sfrutta la separazione, esistente in alcuni contesti, tra la costante tempo derivante dalla polarizzazione del semispazio con quella intrinseca dell'EM-Coupling (Bertin and Loeb, 1976). Questo approccio è stato teorizzato da Pelton (Pelton and al. 1978) e prevede la modellizzazione del dato come sintesi, additiva o moltiplicativa, di due modelli Cole-Cole, dei quali il primo descrive la polarizzazione del semispazio e il secondo l'accoppiamento elettromagnetico (fig.4.3). Quest'ultimo, come già detto in precedenza,

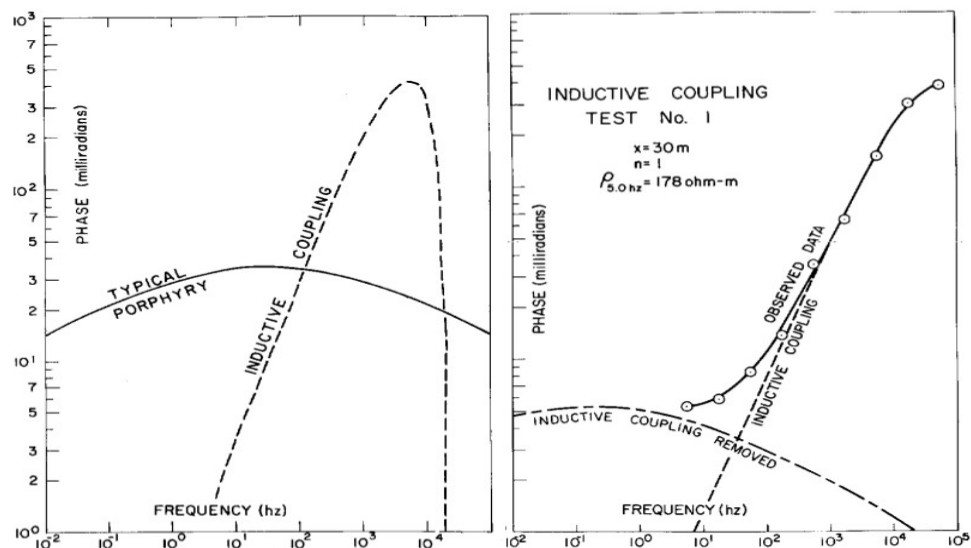


Figura 4.3: a sinistra ci è rappresentato la risposta tipica di un porphyry copper (linea continua) e la risposta tipica dell'accoppiamento elettromagnetico su un semispazio omogeneo (linea tratteggiata); a destra le due linee tratteggiate rappresentano le singole risposte del porphyry copper e dell'accoppiamento e la linea continua rappresenta lo stesso porphyry copper in presenza di accoppiamento elettromagnetico. (Pelton et al. 1978)

agisce principalmente alle alte frequenze e può essere quindi modellizzato tramite una sintesi Cole-Cole con basso τ e alto frequency dependence. Una volta interpolato lo spettro come una combinazione di due modelli Cole-Cole, si elimina dalle misure il contributo del modello ad alto τ onde ottenere un dato IP ripulito dagli effetti elettromagnetici. Il seguente metodo è usato soprattutto in geofisica mineraria perché in questo contesto la risposta polarizzante del terreno è molto intensa e le costanti tempo sono molto lunghe; questo permette di avere una netta separazione fra la risposta del terreno e l'effetto di EM-Coupling. Però, l'applicazione in situazioni in cui l'EM-coupling è più intenso o la risposta polarizzante del terreno è più debole è molto difficile, in quanto le costanti tempo non sono così separate e gli effetti di polarizzazione e accoppiamento elettromagnetico sono collegati in maniera più profonda di una semplice moltiplicazione dei due effetti (Major and Silic, 1981).

4.2.3 Risoluzione problema diretto

L'approccio più rigoroso, ma anche computazionalmente più impegnativo, è quello di risolvere il problema dell'accoppiamento elettromagnetico in maniera deterministica, usando la soluzione numerica dell'equazione (4.8):

$$Z = \int_A^B \int_M^N \left[P(r) \cos(\theta) + \frac{\partial^2 Q(r)}{\partial S \partial s} \right] dS ds \quad (4.8bis)$$

che descrive l'accoppiamento elettromagnetico fra due cavi con configurazione arbitraria come una sommatoria di quello generato da dipoli di lunghezza infinitesimale posti lungo il percorso dei due cavi (fig 4.4). Uno degli obiettivi di questa tesi è usare la 4.8 per studiare deterministicamente l'accoppiamento elettromagnetico e trovare nuovi approcci che permettono di avere un dato di polarizzazione indotta più esente possibile dal rumore derivante dall'EM-Coupling. Per fare questo si è ottimizzato e adattato a versioni di Fortran

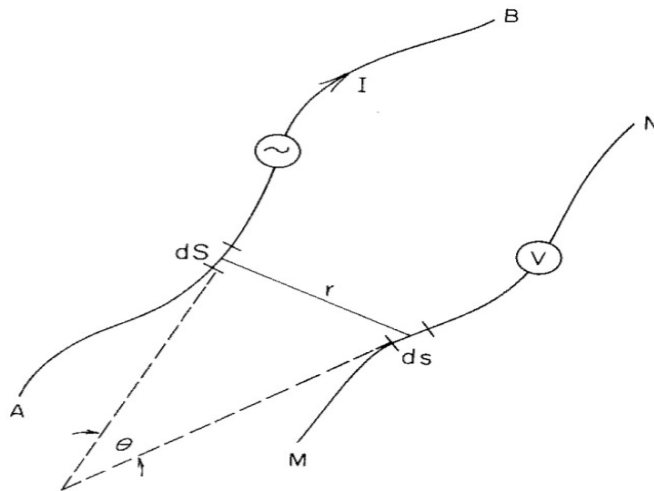


Figura 4.4: schematizzazione generale di una geometria di acquisizione.

più recenti il package EMCUPL scritto in FORTRAN IV da Kauahikaua et Anderson (1979). Tramite queste routine, impostando i parametri relativi alla geometria dello stendimento ed al modello di resistività del semispazio, oltre che vari parametri di controllo, si possono calcolare per un set arbitrario di frequenze le componenti reale ed immaginaria dell'accoppiamento elettromagnetico esistente fra due cavi in un determinato semispazio.

4.3 Algoritmo EMCUPL

L'algoritmo, come già accennato, è stato scritto da Kauahikaua e Anderson nel 1979 in FORTRAN IV, con l'obiettivo di calcolare la mutua impedenza tra due cavi disposti sulla superficie di un semispazio, omogeneo o stratificato. Gli algoritmi scritti sono due:

- SCHOPL: calcola la risposta data da due cavi molto vicini e paralleli.
- EMCUPL: calcola la risposta generata da due cavi di lunghezza ed orientazione arbitraria.

L'algoritmo EMCUPL utilizza l'equazione (4.8) suggerita da Sunde, che definisce l'impedenza in funzione di lunghezza ed orientazione dei cavi ed in funzione di un modello di semispazio che può essere omogeneo o stratificato.

Durante il lavoro di tesi questa routine è stata modificata ed espansa per poter essere utilizzata in versioni di Fortran più recenti e successivamente testata su dati sintetici e reali. Le modifica di EMCUPL possono essere riassunte in 4 punti che sono:

- sintesi TD,
- filtro 10 Hz,
- filtro 1-2-1,
- passaggio doppia singola precisione.

La prima modifica ha permesso di utilizzare EMCUPL per trattare le curve registrate nel time-domain e consiste nella convoluzione tra la risposta di EMCUPL e l'onda quadra in ingresso. Al fine di ottenere un vantaggio computazionale, l'operazione è stata svolta nel dominio delle frequenze facendo la moltiplicazione tra la trasformata di Fourier dell'onda quadra in ingresso (l'algoritmo utilizzato per la trasformata di Fourier è contenuto nella libreria Slatec <http://www.netlib.org/slatec/fishfft/>) e la risposta di EMCUPL che è già nel dominio delle frequenze, si è poi applicata un'anti-trasformata di Fourier al risultato della moltiplicazione per ottenere la risposta dell'EM-Coupling relativa allo sweep di corrente utilizzato nel time-domain.

La seconda, più che una modifica è un ampliamento delle funzionalità del programma, infatti si tratta della possibilità di inserire l'effetto di un filtro gaussiano passa basso con frequenza di taglio a 10 Hz; questo filtro è presente nel ricevitore ELREC pro (Iris instrument) con l'obiettivo di ridurre le interferenze a 50 Hz del segnale di polarizzazione indotta misurato (Fiandaca and al., 2012). La presenza di questo filtro va a modificare in maniera importante i primi 20 ms della curva di scarica (fig. 4.5).

La terza modifica riguarda l'inserimento di un filtro di convoluzione che modifica gli i-esimi

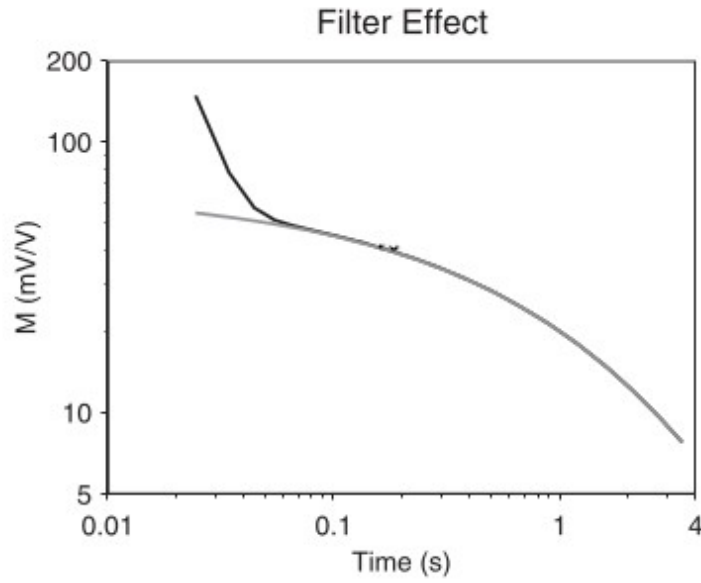


Figura 4.5: effetto del filtro presente nell'ELREC pro; si vede come varia la caricabilità misurata con (linea grigia) e senza (linea nera) il filtro implementato. (Fiandaca et al., 2012b)

valori della curva di EM-Coupling calcolata in questo modo(fig 4.6):

$$V(i) = \frac{\left[\frac{1}{2} V(i-1) + V(i) + \frac{1}{2} V(i+1) \right]}{2} \quad (4.11)$$

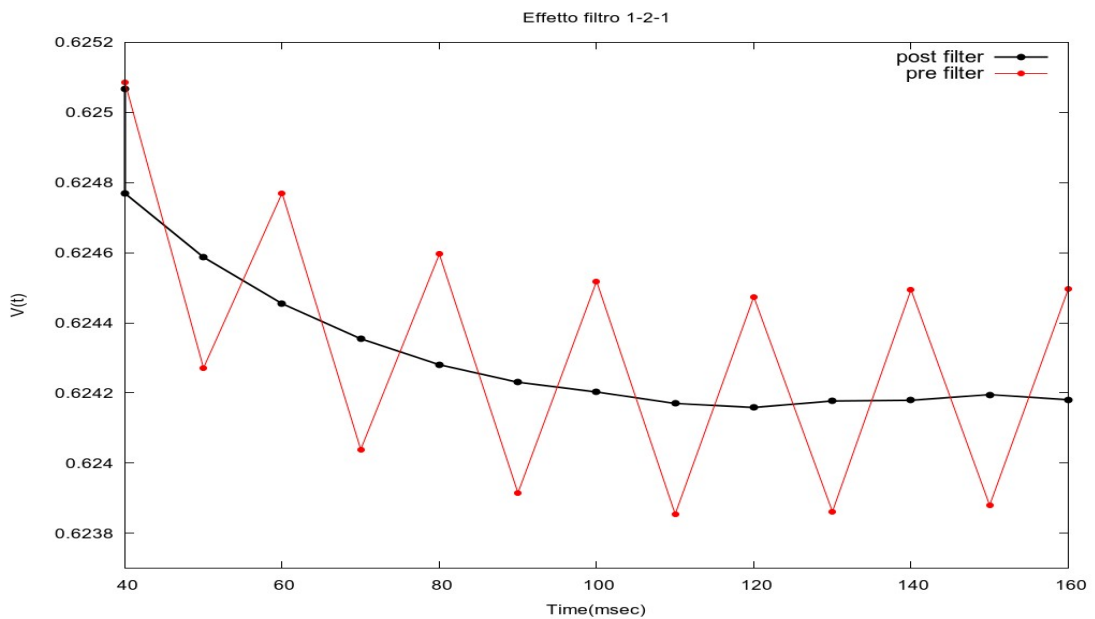


Figura 4.6: effetto che il filtro 1-2-1 ha sui dati. La riga rossa sono i dati prima del filtro e la riga nera sono i dati post filtro.

Questo si è reso necessario per eliminare i problemi numerici della routine EMCUPL che fatica a trattare numeri dell'ordine di 10^{-6} .

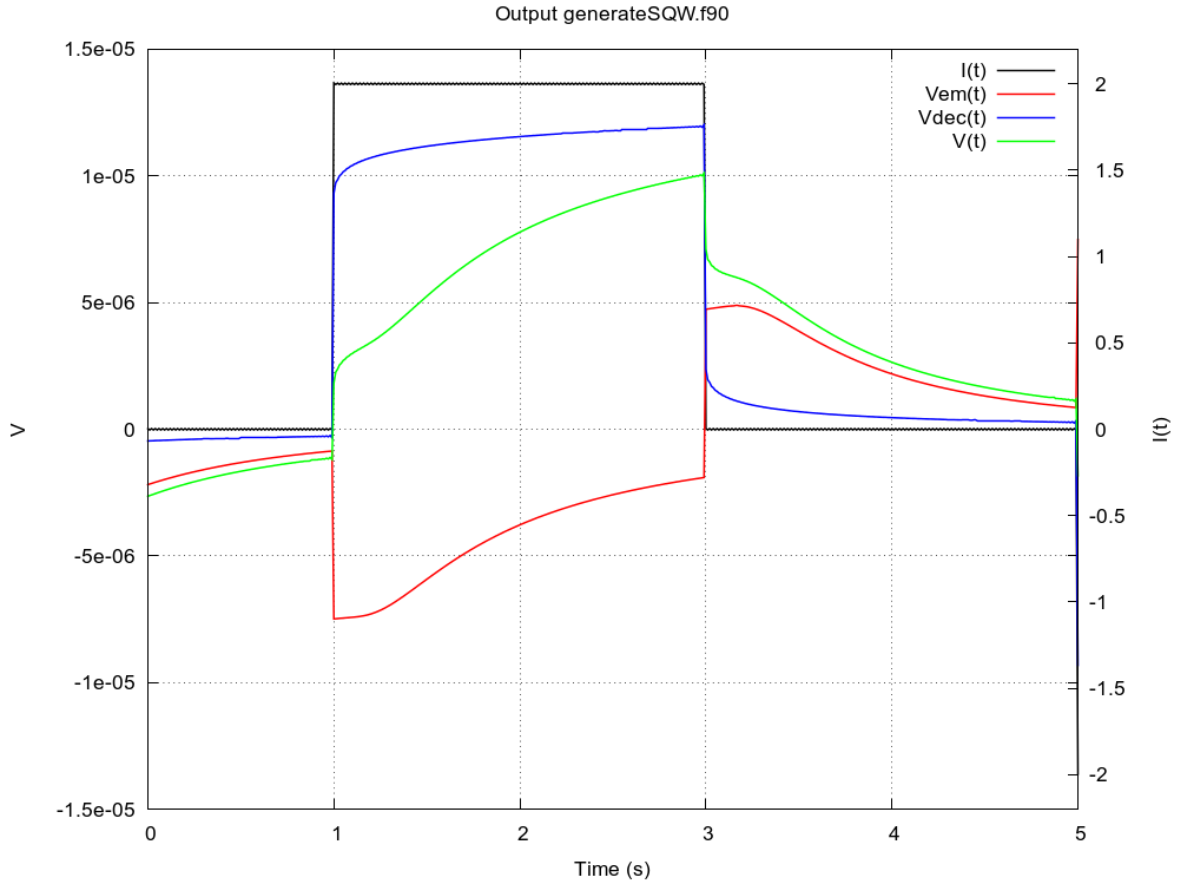


Figura 4.7: output generato da generateSQW.f90. In cui la linea rosso è la risposta dell'EM-Coupling per un semispazio con restività $\rho=1$ Ohm m, apertura dipolare $a=1$ km e distanza dipolare $N=1$.

Anche la quarta modifica riguarda la risoluzione di problemi numerici relativi al passaggio di variabili doppia precisione alla routine EMCUPL che gestisce solo quelle in singola precisione. La modifica consiste nell'inserimento di un'altra routine prima di EMCUPL che prende i dati in INPUT e li trasforma in singola precisione prima di passarli ad EMCUPL. L'ultima puntualizzazione da fare sull'utilizzo di EMCUPL riguarda la decisione di non sfruttare la possibilità offerta dalla routine di risolvere il problema diretto utilizzando semispazi stratificati. Le motivazioni di questa scelta sono due: la prima è ridurre l'eccessiva complessità di un problema che di per sé è già molto complicato, la seconda è la convinzione

che, approssimare il semispazio indagato ad un semispazio omogeneo con resistività uguale alla resistività apparente misurata ci restituisca comunque una robusta stima dell'EM-Coupling. Utilizzando EMCUPL sono stati scritti tre main program:

- GenerateSQW
- EMpseudosection
- EMc_PDP

Il primo è un programma che, dati i parametri di immissione di corrente, la geometria dello stendimento e i parametri Cole-Cole, genera come output l'onda di corrente immessa $I(t)$, la risposta del semispazio alla corrente continua $V_{dc}(t)$, il voltaggio calcolato per i soli parametri Cole-Cole $V_{cc}(t)$, il voltaggio calcolato per il solo accoppiamento elettromagnetico $V_{em}(t)$, la differenza di potenziale totale e la differenza di potenziale senza il contributo dell'accoppiamento elettromagnetico (fig.4.7).

Il secondo programma, data una pseudosezione di caricabilità generata con il programma RES2DMOD (GeoTomo software), restituisce la pseudosezione dell'accoppiamento elettromagnetico e la pseudosezione di caricabilità sommata a quella dell'accoppiamento elettromagnetico (fig .4.8).

L'ultimo è il programma utilizzato per l'applicazione della metodologia studiata su dati reali

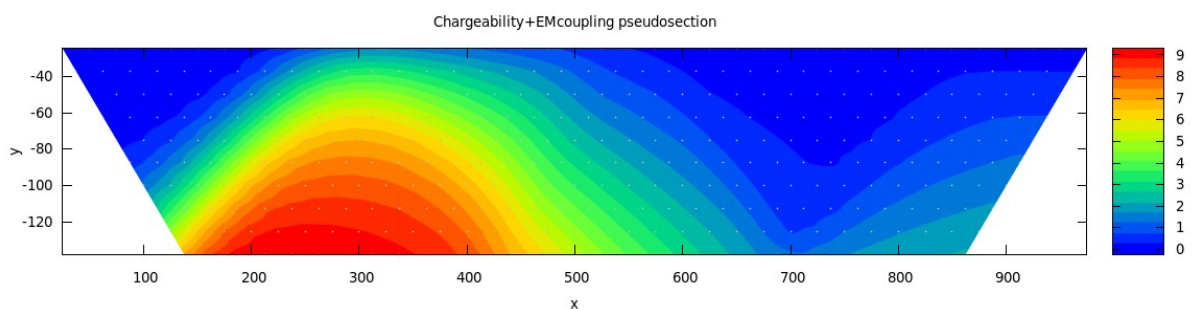


Figura 4.8: pseudosezione generata con *Empseudosection.f90*.
misurati con l'ELREC Pro prodotto dalla IRIS instrument.

Questi programmi sono stati scritti con i seguenti obiettivi:

- studiare il comportamento di EMCUPL,
- valutare i miglioramenti applicati alla routine,
- mettere in evidenza l'effetto dell'EM-Coupling in alcuni contesti geologici,
- pianificare acquisizioni in maniera adeguata,
- costruire una pseudosezione sgombra da EM-Coupling per dati reali misurati con ELREC pro.

Nelle prossime due sezioni andremo ad analizzare nel dettaglio il comportamento dell'EM-Coupling attraverso esempi sintetici e reali.

4.4 Esempi sintetici

Il primo set di sintetici è stato costruito con il programma GenerateSQW.f90, per capire quali sono i parametri che influenzano l'EM-Coupling e in che modo; i parametri analizzati sono i seguenti:

1. la resistività del semispazio;
2. la distanza dipolare (N);
3. la lunghezza dipolare (a);
4. l'angolo tra cavo di corrente e di tensione.

Per prima cosa si è simulato uno sweep classico per le misure di polarizzazione indotta come quello di figura (4.9), da questo sono state calcolate le risposte di EM-Coupling variando i parametri appena elencati. Sono stati quindi prodotti dei grafici che mostrano in maniera immediata quali sono le variabili che più influiscono sull'intensità dell'EM-Coupling.

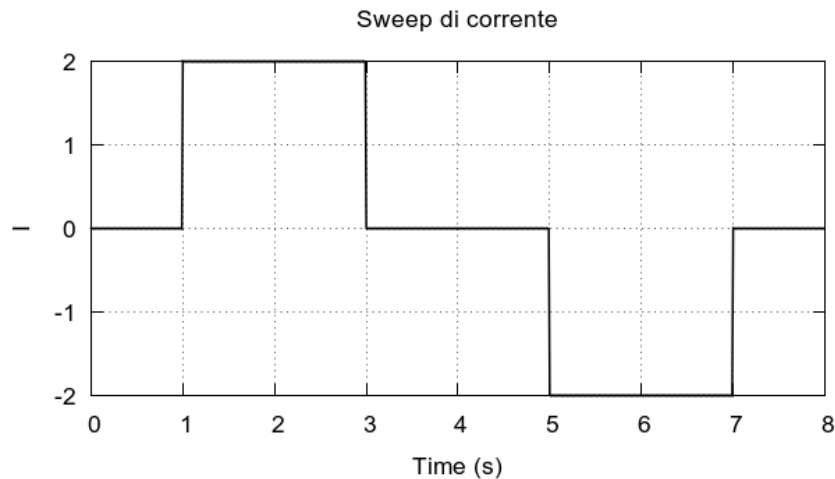


Figura 4.9: onda di corrente utilizzata per la costruzione dei sintetici.

Il primo parametro analizzato è la resistività del semispazio attraverso il grafico di figura (4.10) che evidenzia come varia l'accoppiamento elettromagnetico al variare della resistività del semispazio, mantenendo la distanza dipolare (N) uguale a 2 e la lunghezza dei dipoli (a)

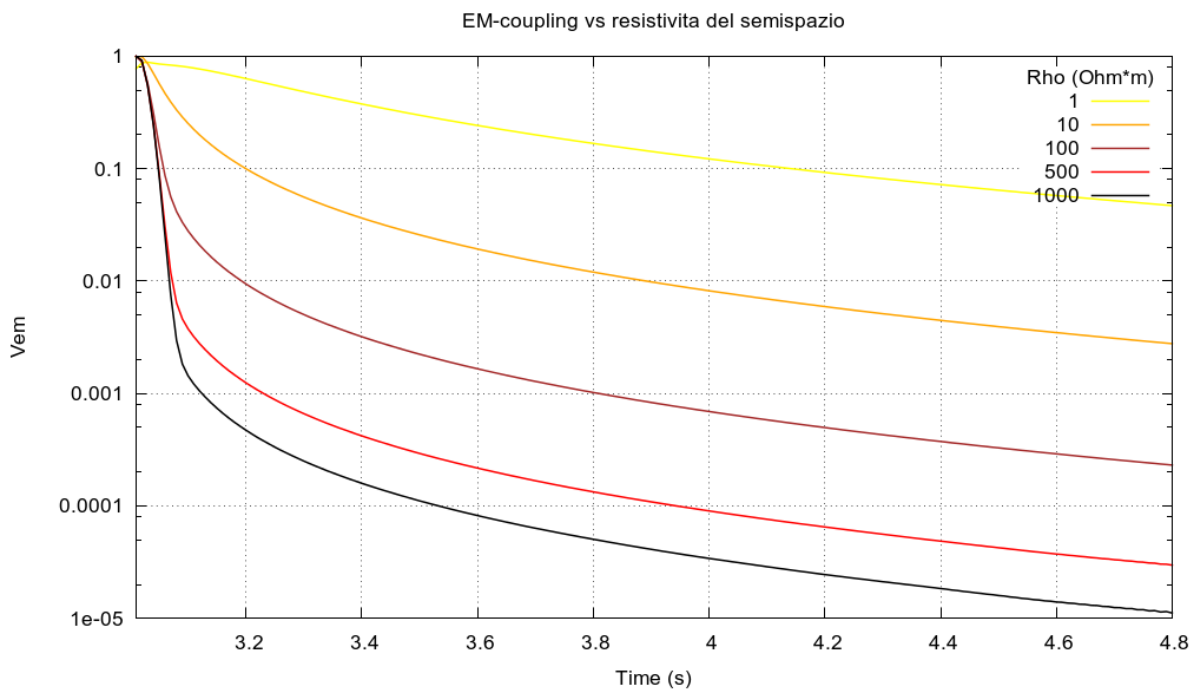


Figura 4.10: Grafico con in ascissa il tempo e in ordinata il valore dell'EM-Coupling normalizzato con il valore di quest'ultimo un istante prima dello spegnimento della corrente. Le curve sono costruite utilizzando una apertura dipolare uguale a 400 e una distanza dipolare $N=2$ e mostrano come varia l'EM-Coupling al variare della resistività uguale a 400. Si osserva come al crescere della resistività l'accoppiamento elettromagnetico

diminuisce, la diminuzione però è concentrata principalmente nel primo decimo di secondo e va poi stabilizzandosi nella rimanente parte della curva di scarica. Un'altra cosa interessante da notare è che le differenze tra le curve di EM-Coupling calcolate alle varie resistività diminuiscono all'aumentare della resistività del semispazio.

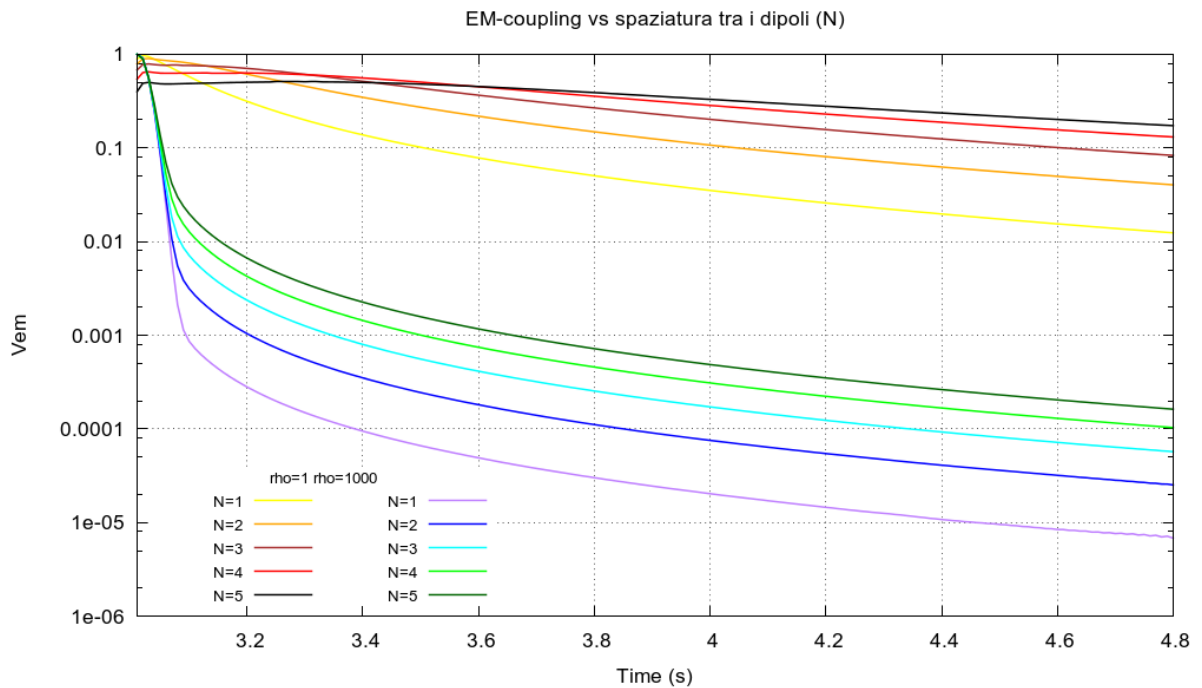


Figura 4.11: grafico con in ascissa il tempo e in ordinata il valore dell'EM-Coupling normalizzato con il valore di quest'ultimo un istante prima dello spegnimento della corrente. Le curve sono costruite utilizzando una due valori di resistività e un'apertura dipolare $a=400$ e mostrano come varia l'EM-Coupling al variare della distanza dipolare N .

Il secondo parametro che influenza l'accoppiamento elettromagnetico è la distanza fra i dipoli di corrente e quelli di tensione espressa attraverso la distanza dipolare N . La figura (4.11) rappresenta la differenza di potenziale generata dall'accoppiamento elettromagnetico al variare della N , con due resistività del semispazio diverse ($\rho_1=1 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ e $\rho_2=1000 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$) e con una lunghezza dei dipoli (a) uguale a 400: si nota subito l'aumento dell'accoppiamento elettromagnetico all'aumentare della distanza dipolare per un semispazio con resistività uguale a 1000 $\text{Ohm}\cdot\text{m}$, questo trend è invece un po' meno marcato per semispazi con resistività uguale a 1 $\text{Ohm}\cdot\text{m}$; dove infatti le curve rimangono tutte all'interno

di due decadi. Questo ci indica che nella determinazione dell'accoppiamento elettromagnetico la resistività del semispazio ha un peso maggiore rispetto alla distanza dipolare.

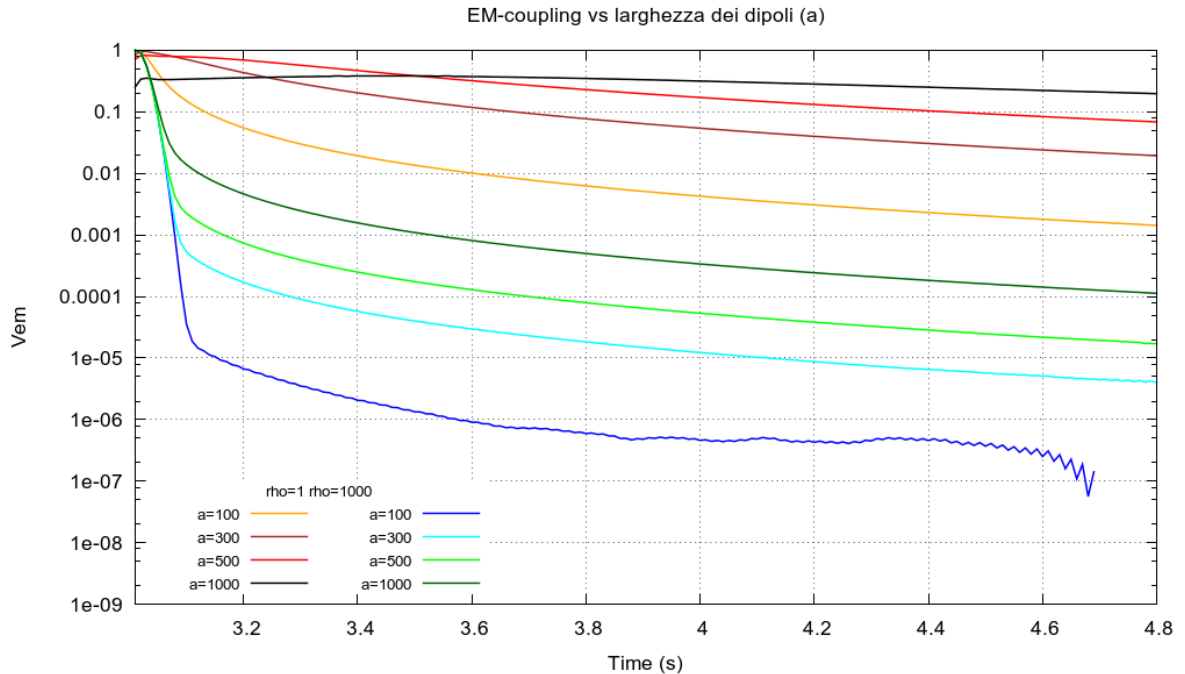


Figura 4.12: grafico con in ascissa il tempo e in ordinata il valore dell'EM-Coupling normalizzato con il valore di quest'ultimo un istante prima dello spegnimento della corrente. Le curve sono costruite utilizzando una due valori di resistività e una distanza dipolare $N=2$ e mostrano come varia l'EM-Coupling al variare dell'apertura dipolare.

Il terzo parametro analizzato è la lunghezza (a) del dipolo. La figura (4.12) rappresenta come varia l'accoppiamento elettromagnetico al variare della lunghezza del dipolo (a), su due semispazi a resistività diversa ($\rho_1=1 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ e $\rho_2=1000 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$), mantenendo una distanza dipolare (N) uguale a 2. La separazione per i due gruppi di curve generate su semispazi a resistività diversa non è così netta come nel caso precedente, inoltre è possibile notare come l'accoppiamento elettromagnetico generato su semispazi a bassa resistività con stendimenti ad ampia lunghezza dipolare sia costante lungo l'intera curva di scarica e non presenti il classico andamento caratterizzato dalla forte diminuzione nei primi decimi di secondo della curva.

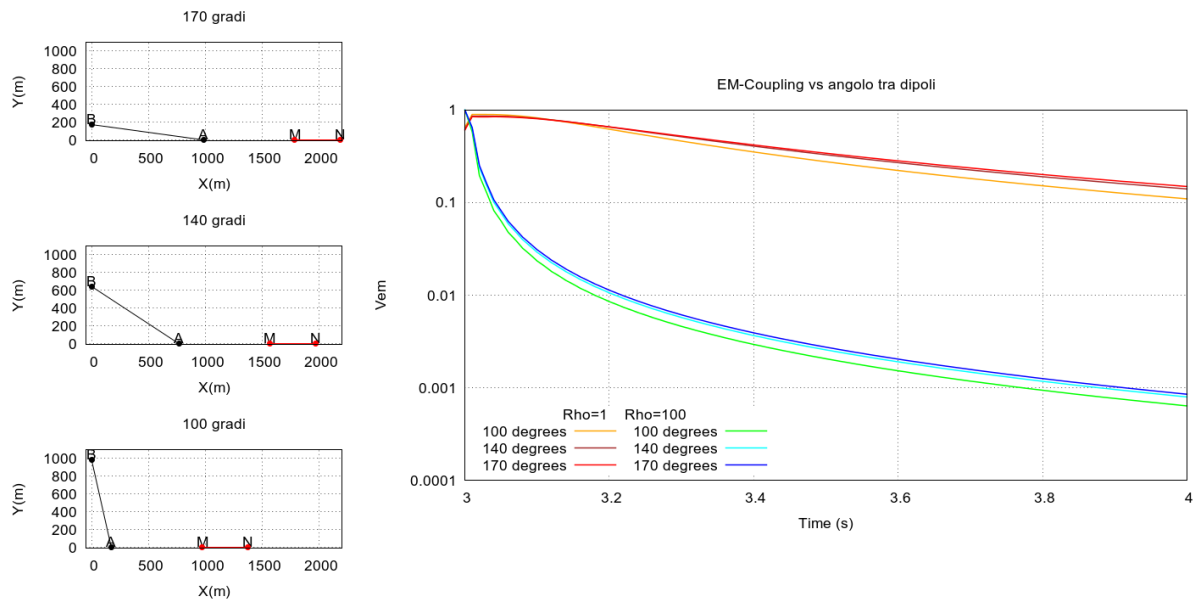


Figura 4.13: a sinistra, le configurazioni elettrode utilizzate per definire i due gruppi di curve a destra; a destra EM-Coupling generato per 3 array diversi per due resistività del semispazio diverse.

L'ultimo parametro considerato è l'angolo tra il cavo di corrente e quello di tensione. La figura (4.14) mostra come varia l'accoppiamento elettromagnetico al variare dell'angolo tra i cavi su due semispazi omogenei a resistività diversa ($\rho_1=1 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$ e $\rho_2=100 \text{ Ohm}\cdot\text{m}$) e ipotizzando un cavo di corrente lungo 1 km e un cavo di tensione lungo 1000 m con $N=2$. In figura si vede come i due gruppi di curve siano molto distanti e che variando l'angolo l'intensità dell'EM-Coupling varia in minima parte; questo ci dice che l'angolo tra i dipoli influisce solo in maniera marginale sull'intensità dell'EM-coupling e tale variazione è subordinata in maniera forte alla resistività del semispazio. Se andiamo ad analizzare l'equazione 4.8 si può vedere che solo il termine induttivo $P(r)$ dipende dall'angolo fra i dipoli e avendo osservato la bassa influenza che l'angolo ha sull'intensità dell'EM-Coupling si può dedurre che la parte induttiva $P(r)$ sia subordinata alla cosiddetta grounding function $Q(r)$.

Il secondo set di sintetici è stato elaborato integrando la routine EMpseudosection con il software RES2Dmod, con l'obiettivo di analizzare varie situazioni geologiche e capire quali

sono le più soggette ai problemi di accoppiamento elettromagnetico. Gli array utilizzati per le simulazioni sono tutti dipolo-dipolo con una distanza dipolare massima (N_{\max}) uguale a 41 e per ogni situazione geologica analizzata sono state usate due diverse lunghezze dipolari (a) uguali a 25 m e 200 m. Delle varie situazioni geologiche studiate verranno commentate solamente quelle più rappresentative e didattiche:

1. blocco resistivo e caricabile sepolto in un semispazio a bassa resistività e caricabilità (fig 4.14);
2. valle fluviale con presenza di un livello maggiormente caricabile (acquifero) (fig 4.15);
3. Porphyry copper sepolto nel footwall di una faglia (fig 4.16).

La figura 4.15 è composta da due colonne. Nella colonna di sinistra si ha il modello a partire dal quale sono state calcolate le varie pseudosezioni, subito sotto si ha la pseudosezione di caricabilità, la pseudosezione del solo accoppiamento elettromagnetico e la pseudosezione con la somma delle due precedenti nel caso di dipolo con lunghezza di 25 m, nella seconda colonna si hanno le stesse quattro immagini con la differenza che sono costruite usando dipoli di lunghezza 200 m. L'assetto geologico con il blocco sepolto non è molto realistico, però esplica bene il modo in cui l'accoppiamento elettromagnetico disturba la misura, infatti si vede chiaramente in figura come il contributo dell'EM-Coupling sia direttamente proporzionale allo spessore dell'elettrostrato conduttivo inoltre; è anche possibile vedere come nel caso di dipoli da 200 m la risposta in caricabilità del blocco sepolto sia stata completamente assorbita dalla risposta dell'accoppiamento elettromagnetico.

Il secondo esempio (fig 4.15) mostra una modellizzazione di una valle fluviale con un livello più caricabile all'interno delle alluvioni; questo può rappresentare un livello acquifero con

porosità più alta rispetto a quello che lo circonda (livello di ghiaia contenuto all'interno di orizzonti meno permeabili, ad esempio sabbie). In questo caso, essendo la risposta di caricabilità molto bassa (vedi valori nella scala dei colori), la risposta dell'accoppiamento elettromagnetico domina totalmente la pseudosezione finale, rendendone impossibile l'interpretazione, sia con dipolo di lunghezza 25 m sia con quelli di lunghezza 200 m. Da notare come l'accoppiamento elettromagnetico limiti la profondità di penetrazione della metodologia della polarizzazione indotta, infatti, nel caso del dipolo da 25 m, se il livello mineralizzato fosse stato a 40 m di profondità, invece che a 140 m sarebbe stato individuabile.

Il terzo esempio (fig.4.16) mostra le stesse pseudosezioni precedenti nel caso di un porphyry copper sepolto nel footwall di una faglia diretta, l'unica differenza rispetto ai casi precedenti è che nella colonna di sinistra i dipoli sono lunghi 100 m e non 25 m come nei casi precedenti. In questa serie di immagini è facile notare come l'anomalia di caricabilità, data dal corpo intrusivo posto ad una profondità di 120 m (colonna di sinistra), sia facilmente individuabile già dalla pseudosezione, mentre con la sorgente posta ad una profondità di 300 m la pseudosezione indica un'anomalia di caricabilità diametralmente opposta rispetto alla sua posizione reale. Il motivo di questo va ricercato non tanto nella diversa profondità del corpo intrusivo o nell'aumento della larghezza dipolare ma va attribuito al forte incremento dello spessore dello strato conduttivo sopra l'hangingwall della faglia.

Concludendo, si può dire che i parametri che dominano l'intensità dell'accoppiamento elettromagnetico sono lo spessore e la conducibilità dello strato superficiale; l'unico parametro, variabile in fase di acquisizione, che può portare ad una effettiva diminuzione dell'accoppiamento elettromagnetico è l'angolo compreso fra i cavi di tensione e quelli di corrente, quindi nel caso di utilizzo di polarizzazione indotta su substrati spessi e conduttivi si

consigliano stendimenti con geometrie perpendicolari.

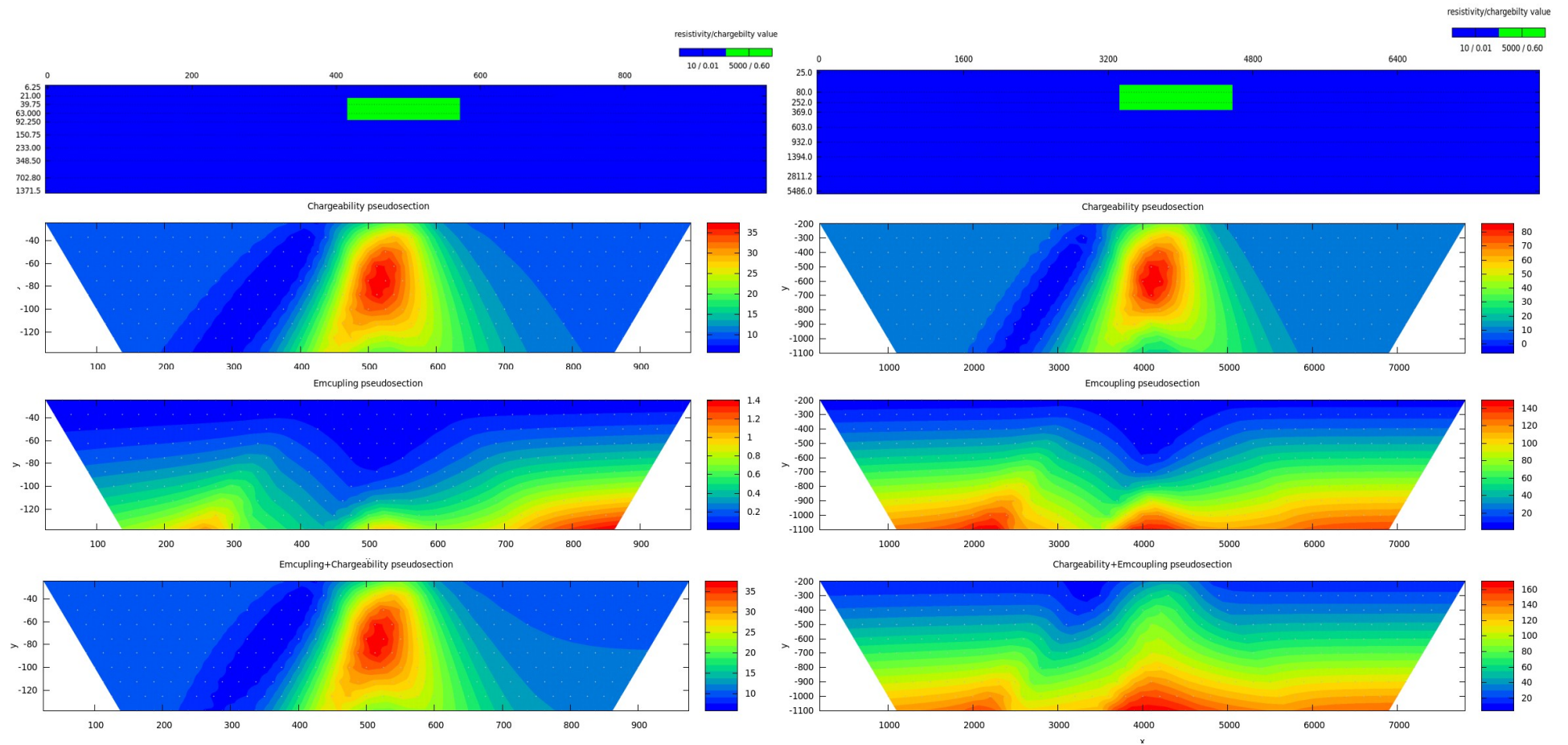


Figura 4.14: pseudosezioni che mostrano la caricabilità (seconda riga), l'EM-Coupling (terza riga) e la somma delle due (quarta riga); la prima riga mostra il modello utilizzato per costruire le pseudosezioni. Nella prima colonna l'apertura dipolare è 25 m, nella seconda l'apertura dipolare è 250 .

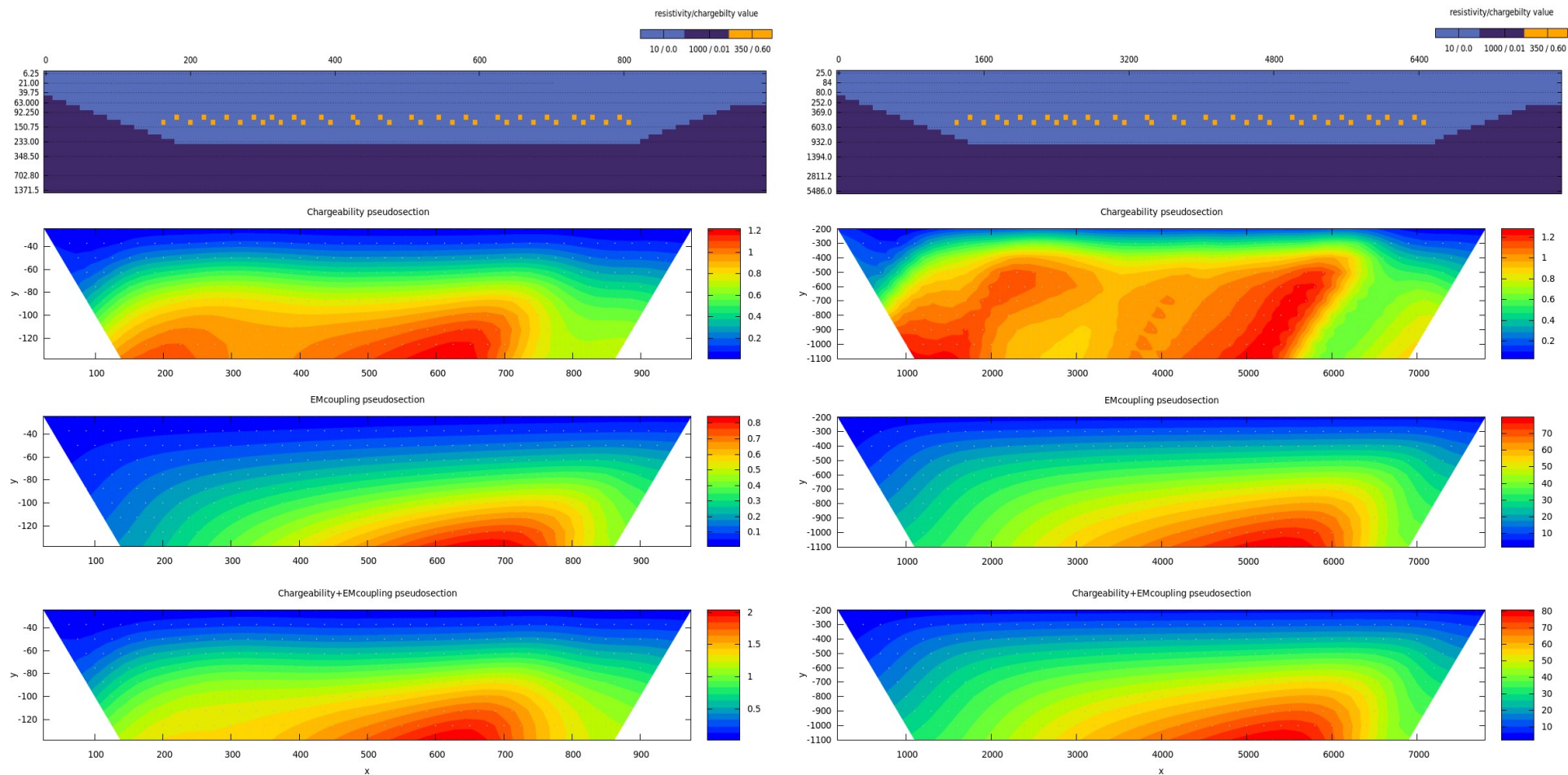


Figura 4.15: pseudosezioni che mostrano la caricabilità (2 riga), l'EM-Coupling (terza riga) e la somma delle due (quarta riga); la prima riga mostra il modello utilizzato per costruire le pseudosezioni. Nella prima colonna l'apertura dipolare è 25 m, nella seconda l'apertura dipolare è 250 .

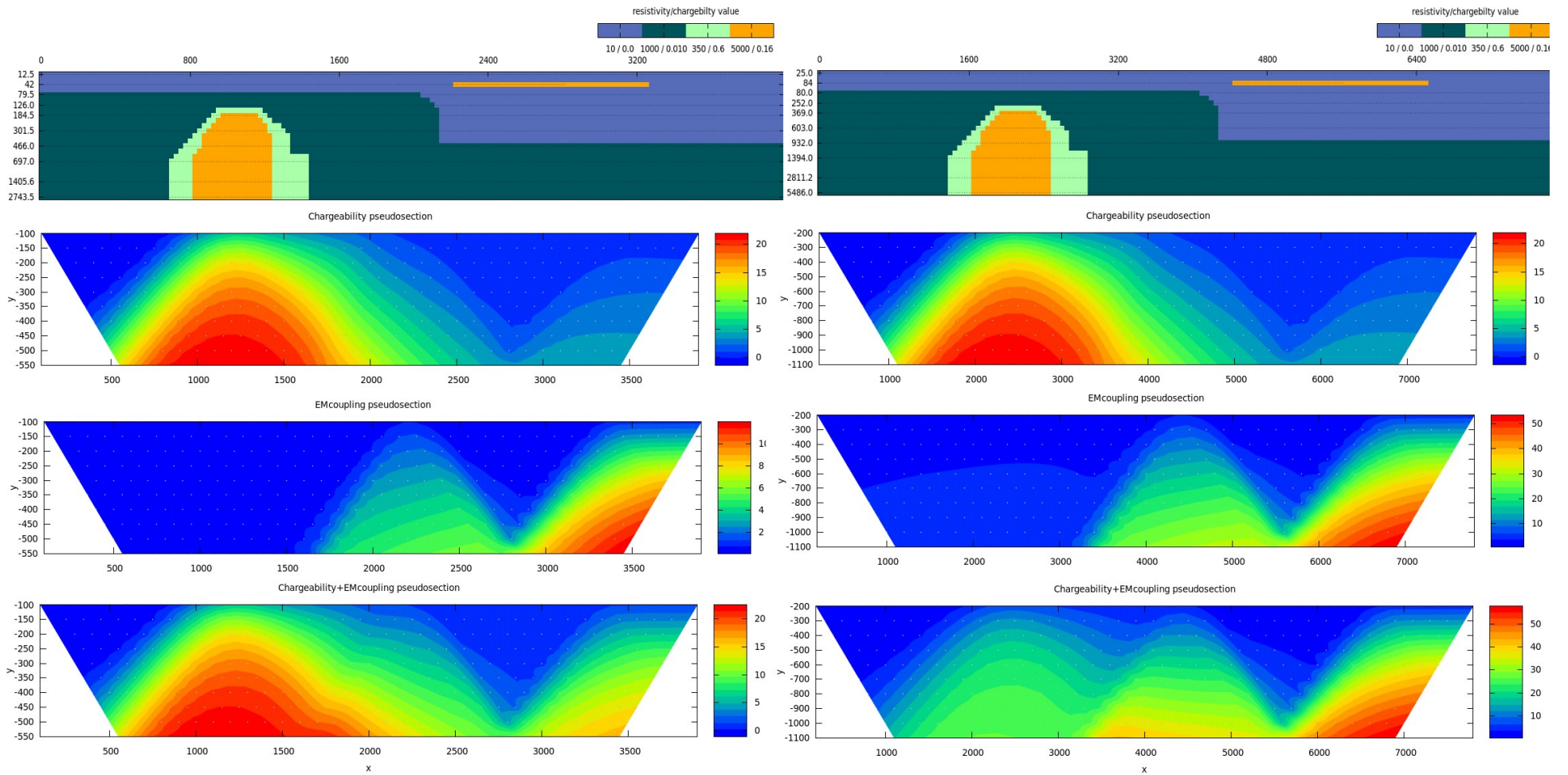


Figura 4.16: pseudosezioni che mostrano la caricabilità (2 riga), l'EM-Coupling (terza riga) e la somma delle due (quarta riga); la prima riga mostra il modello utilizzato per costruire le pseudosezioni. Nella prima colonna l'apertura dipolare è 25 m, nella seconda l'apertura dipolare è 250 .

4.5 Applicazione a dati reali

L'ultimo passo della nostra analisi ha ovviamente riguardato il test dell'algoritmo EMCUPL su dati reali. Prima di iniziare la descrizione dell'area e dei risultati ottenuti si devono fare due precisazioni: la prima è che viene fornita solo una breve introduzione dell'assetto geologico-strutturale dell'area, necessaria e sufficiente ad inquadrare il problema da un punto di vista geografico e geologico, senza però scendere troppo nel dettaglio; la seconda è che, a causa dell'impossibilità di ottenere dati di campagna fortemente influenzati da EM-Coupling, si è dovuto usare dati in cui il disturbo generato dall'accoppiamento elettromagnetico è presente ma non dominante sul contributo polarizzante del dato.



Figura 4.17: localizzazione del survey di Selib North

L'area in cui sono state effettuate le misure di polarizzazione indotta è situata in Arabia Saudita, si chiama Selib North e si trova a circa 220 km dalla capitale Ar Riyadh (fig 4.17). Dal punto di vista geologico l'area è situata nella porzione meridionale di una struttura regionale detta Al Amar belt, orientata circa NNW-SSE e caratterizzata da sequenze vulcano-sedimentarie, in cui la componente ignea è costituita da componenti mafici e ultramafici di

età proterozoica superiore. La risposta di polarizzazione indotta è garantita dalla presenza di mineralizzazioni localizzate in prossimità delle faglie principali o delle faglie a loro coniugate. Il survey aveva l'obiettivo di mappare i dicchi felsici presenti nell'area di studio, in quanto si pensava che questi avessero mineralizzazioni aurifere al loro interno (Costantini, 2012). L'acquisizione è stata eseguita utilizzando un VIP4000 come trasmettitore di corrente e un ELREC pro a 20 finestre di campionamento della curva di scarica come ricevitore; le linee misurate sono 11, tutte in configurazione polo-dipolo con il dipolo di corrente in posizione perpendicolare rispetto a quello di tensione. Sono state utilizzate varie lunghezze dipolari (4 dipoli da 25 m, 3 da 50 m, 1 da 75 m e 1 da 100 m) al fine di ottenere il miglior compromesso tra risoluzione e profondità d'esplorazione.

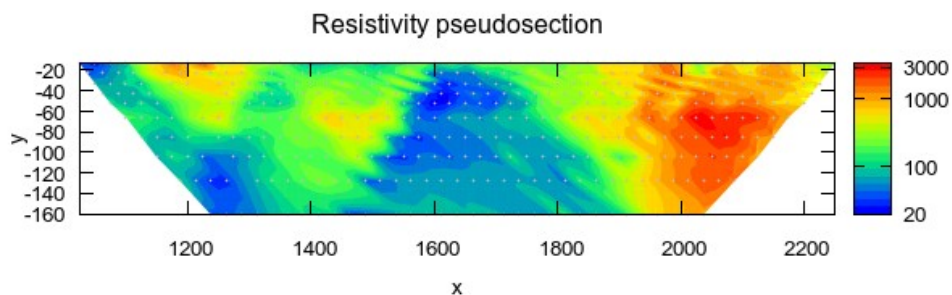


Figura 4.18: pseudosezione di resistività misura nel survey di Selib North

Come già detto in precedenza l'obiettivo è quello di mostrare come, attraverso l'utilizzo del programma scritto per la rimozione dell'EM-Coupling dai dati reali (EMc_PDP.f90), si assista ad un miglioramento che ci permette un'analisi più dettagliata dei risultati ottenuti. Il problema è che, grazie agli accorgimenti presi in fase di acquisizione e grazie anche all'alta resistività del semispazio (fig 4.16), in questo dato l'intensità dell'EM-Coupling è molto bassa e la differenza tra la pseudosezione grezza e quella a cui è stato tolto il contributo dell'EM-Coupling è minima. Proprio per questo l'analisi si è concentrata in quelle porzioni della curva di scarica più soggette all'EM-Coupling. L'unico caso in cui si vede l'effetto dell'algoritmo

elaborato nell'ambito della tesi, è la pseudosezione fatta per i valori di tensione misurati nella prima finestra di campionamento della curva di scarica (20-30 ms); in fig 4.18 si vede come la pseudosezione senza EM-Coupling sia più dettagliata della pseudosezione grezza evidenziando soprattutto in profondità delle zone a basso voltaggio che nell'altra sono solo accennate; una prova del buon funzionamento della routine è che la zona con la maggior variazione tra le due sezioni sia proprio la zona con l'anomalia di bassa resistività dove ci aspettiamo un valore di EM-Coupling più alto (confrontare fig 4.16 con fig 4.17).

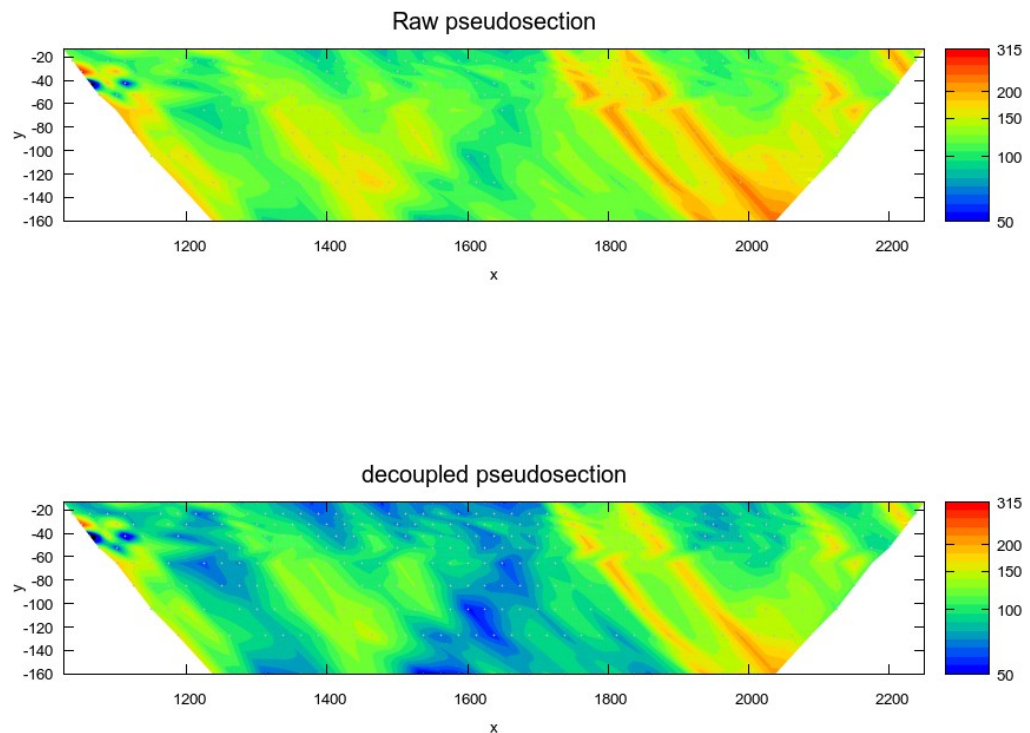


Figura 4.19: in alto la pseudosezione misurata nel survey di Selib North della prima finestra della curva di scarica in bassa la stessa pseudosezione dopo la rimozione dell'EM-Coupling con il programma Emc_PDP.f90

4.6 Conclusioni

In questo capitolo è stato affrontato il problema dell'EM-Coupling su misure di

polarizzazione indotta. Per prima cosa si è fatta una panoramica completa sulla teoria che sta alla base dei disturbi che si generano fra circuiti vicini percorsi da corrente, e poi sono stati spiegati nel dettaglio i vantaggi e le problematiche legate ai principali metodi di rimozione. Il passo successivo è stato quello di analizzare in maniera esaustiva l'effetto che l'EM-Coupling ha sulle curve di scarica e come quantificare questo effetto in maniera deterministica e rigorosa utilizzando la soluzione data da Sunde (1968). Si è visto come, sulle curve di scarica, gli effetti dell'EM-Coupling siano determinanti in presenza di semispazi conduttivi ($\rho \leq 20$) e per larghezze dipolari grandi ($a > 100$ m) ed inoltre si è visto che agiscono principalmente nei primi decimi di secondo della curva di scarica. Utilizzare geometrie di acquisizione con cavi perpendicolari ci aiuta ad attenuare l'effetto della parte induttiva dell'EM-Coupling ($P(r)$), ma non sempre è sufficiente per avere dati sgombri dall'EM-Coupling. Si è quindi pensato che per ampliare lo spettro di applicazione della polarizzazione indotta a quegli ambienti con spesse coperture conduttive, è necessario un approccio robusto in fase di processing. A questo scopo è stata scritta una routine in Fortran90 che, date le curve di scarica registrate, la resistività del semispazio e la geometria di acquisizione, restituisce le stesse curve di scarica senza però il disturbo dato dall'EM-Coupling. Attraverso questa routine sono stati effettuati dei test su dati reali che hanno dato degli ottimi risultati, anche se per chiarezza si deve aggiungere che, a causa dell'impossibilità di ottenere dati di polarizzazione indotta fortemente affetti da EM-Coupling, sono stati utilizzati dati in cui questo disturbo non è dominante sul segnale.

5 CONCLUSIONI GENERALI

L'obiettivo finale della tesi è quello di costruire un sistema di processing ed inversione dei dati di polarizzazione indotta che sia versatile e applicabile in uno spettro di ambiti molto ampio. A questo scopo sono stati trattati due aspetti della polarizzazione indotta:

- l'approccio multiesponenziale,
- la rimozione dell'EM-Coupling.

L'approccio multiesponenziale è stato trattato con l'obiettivo di ricavare informazioni utili sulla granulometria e porosità del semispazio, attraverso l'inversione di misure di polarizzazione indotta effettuate in campagna. Si è pensato che questo fosse un passaggio necessario per ampliare i campi di applicazione della polarizzazione indotta poiché, fino ad oggi, la sintesi più utilizzata per invertire i dati derivanti da questa metodologia è la sintesi di Pelton (1978) che, nata e sviluppata in ambito minerario, lega i suoi risultati principalmente a paragenesi metalliche e di alterazione idrotermale. L'inversione effettuata con l'approccio multiesponenziale, tuttavia, non ha portato a dei risultati affidabili. Ciò è dovuto al fatto che tutta la letteratura da cui si è preso spunto per costruire un modello d'inversione basato su questo approccio, fonda le proprie affermazioni su applicazioni a dati di laboratorio sovracampionati; tuttavia, applicando questo metodo ad un numero di dati paragonabile a quello che si acquisisce in campagna, ci si è resi conto che il processo di inversione è fortemente mal condizionato e senza un'adeguata regolarizzazione, restituisce risultati instabili o con poca risoluzione.

Il secondo aspetto trattato è l'EM-Coupling. Questo disturbo è il principale impedimento all'espansione della polarizzazione indotta in ambiti come l'idrogeologia, la ricerca d'inquinanti e la ricerca geotermica e di idrocarburi; a questo scopo è stata implementata una

routine in Fortran90 che, utilizzando la soluzione al problema diretto, è in grado di attenuare l'EM-Coupling e ripulire efficacemente il dato acquisito in campagna.

Il presente lavoro di tesi non pretende di aver esaurito la trattazione di questi argomenti, poiché le tematiche trattate sono vaste e i processi fisici che le generano sono ancora oggi al centro di un intenso dibattito; Ciò nonostante si può asserire che la presente tesi ha posto delle solide basi per i futuri sviluppi di questi argomenti.

In questo senso sentiamo di poter consigliare due possibili sviluppi del presente lavoro di tesi:

1. valutare l'efficacia dell'algoritmo scritto per l'eliminazione dell'EM-Coupling su dati reali fortemente affetti da questo disturbo con l'obiettivo di verificarne il funzionamento e modificarne le funzionalità per renderlo uno strumento sempre più robusto e affidabile.
2. continuare ad esplorare le potenzialità dell'approccio multiesponenziale sia nel dominio della frequenza che nel dominio del tempo, cercando sia di regolarizzare il processo d'inversione sviluppato in questa tesi ma anche di costruirne uno nuovo in grado di effettuare un'inversione non lineare attraverso un metodo di ricerca diretta dello spazio dei modelli.

Bibliografia

- Archie, G. E., 1942, The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics: Trans. American Institute Mechanical Engineers, **146**, pp 54-62.
- Aster R. C., Borchers B. and Thurber C. H., 2005, Parameter estimation in inverse problem, pp. 249, Elsevier, Burlington (MA) .
- Bottcher C. F. and Bordewijk P., 1992, Theory of Electric Polarisation, Vol. 2, 2nd ed., Elsevier Science B.V., Amsterdam
- Bertin J. and Loeb J., 1976, Experimental and theoretical aspects of induced polarization, Vol I e II, pp 335, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Stuttgart, pp 43-55.
- Brown S. R., Lesmes D. and Fourkas J., 2000, Complex electrical resistivity for monitoring DNAPL contamination, New England Research, Inc., White River Junction (VT).
- Binley A., Slater L. D., Fukes M., Cassiani G., 2005, Relationship between spectral induced polarization and hydraulic properties of saturated and unsaturated sandstone, Water Resources Research, **41**, pp W12417.
- Cole, K.S. and Cole, R.H. 1941, Dispersion and Absorption in Dielectrics, I Alternating Current Characteristics, Journal of Chemical Physics, **9**, pp 341-352.
- Costantini P. 2007, Petrophysics of Lo increible, Venezuela.
- Costantini P., 2012, Induced Polarization and Self Potential Surveys at Camel Hill Prospects
- Davidson D. W. and R. H. Cole, 1950, Dielectric Relaxation in Glycerine, Journal of Chemical Physics, **18**, pp 1417.
- Debye P., 1929, Polar molecules, , pp 169, Dover Publications Inc(NY).
- Dey A. and Morrison F., 1973, EM-coupling in induced polarization survey, Geophysics, **38**, 380-405
- Duckworth K. and Calvert T., 1995, An examination of relationship between time-domain integral chargeability, Geophysics, **60**, 1949-1952.

- Eslinger E. and Pevear D., 1988, Clay minerals for petroleum geologist and engineers, pp 420, Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Tulsa (OK).
- Fiandaca G, Auken E., Christiansen A. V. and Gazoty A., 2012a, Time domain induced polarization: Full-decay forward modelling and 1D laterally constrained inversion of Cole-Cole parameters, *Geophysics*, **77**, pp E213-E225.
- Fiandaca G, Rams J., Binley, Gazoty A., Christiansen A. V and Auken E., 2012b, Resolving spectral information from time domain induced polarization data through 2-D inversione, *Geophysical Journal International*, **192**, pp 631-646.
- Gruszka T. P., 1987, Induced polarization and it's interaction with electromagnetic coupling, PhD. Dissertation, University of Arizona, 1987, pp 322.
- Hallof P. H., 1974 The IP phase measurement and inductive coupling, *Geophysics*, **39**, pp 650-655
- Havriliak S. and Negami S. 1967, Complex plane representation of dielectric and mechanical relaxation proce, *Polymer*, **8**, pp 161-210
- Hohmann G. W., 1973, EM-coupling between grounded wires at the surface of a two-layer earth, *Geophysics*, **38**, pp 854-863
- Kauahikaua G. W. and Anderson W.L. 1979, Programs EMCUPL and SCHOPL: computation of electromagnetic coupling in a layered halfspace with complex conductivities, Open-File Report 79-1430, U.S. Geological Survey.
- Kearey P., Brooks M. and Hill I., 2002, An introduction to geophysica exploration, pp 249, Blackwell Science Ltd., Oxford (UK).
- Lawson C. L. and Hanson R. J., 1974, Solving least square problem, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.(reprinted by Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, 1995).
- Lesmes D. P. and Morgan F.D., 2001, Dielectric spectroscopy of sedimentary rocks, *Journal of Geophysical Research*, **106**, pp 13329-13346.

- Major J. and Silic J., 1981, Restrictions on the use of Cole-Cole dispersion models in complex resistivity, *Geophysics*, **46**, pp 916-931
- Mazzoldi P., Nigro M. and Voci C., 2002, *Fisica*, Vol. II, pp 792, EdiSES(Na).
- Nordsiek S. and Weller A., 2008, A new approach to fitting induced polarization spectra, *Geophysics*, **73**, pp F235-F245.
- Olhoeft G. R., 1985, Low frequency electrical properties; *Geophysics*, **50**, pp 2492-2503
- Pelton W. H., Ward S. H., Hallof P.G., Sill W. R. and Nelson P. H., 1978, Mineral discrimination and removal of inductive coupling, *Geophysics*, **43**, pp 588-609.
- Routh, P.S., 1999. Electromagnetic coupling in frequency-domain induced polarization data, PhD thesis, pp 251, University of British Columbia.
- Seigel H., Nabighian M., Parasnis D.S, and Vozoff K., 2007, The early history of induced polarization method, *The Leading Edge*, **26**, pp 312-331.
- Seigel H. O., 1959, Mathematical formulation and types curves of induced polarization, *Geophysics*, **24**, pp 547-565.
- Slater L. D. and Lesmes D., 2002, IP interpretation in environmental investigation; *Geophysics*, **67**, pp 77-88
- Sunde E. D., *Earth conduction effects in trasmission system*, pp 383, Dover Publications Inc(NY).
- Telford W. M., Geldart L. P. and Sheriff R. E. (1990), *Applied geophysics*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Vaudelet P., Schmutz M, Pessel M., Franceschi M., Guérin R., Atteia O., Blondel A., Ngomseu C., Galaup S., Rejiba F., Bégassat P., 2011, Mapping of contaminant plumes with geoelectrical methods. A case study in urban context, *Geophysics*, **75**, pp 738-751.
- Viviani E., 2007, Implementazione di una metodologia per l'inversione dei parametri spettrali

del modello Cole-Cole da un'acquisizione polarizzazione indotta time-domain. Applicazione nel contesto dell'esplorazione di giacimenti auriferi in ambiente di alterazione tropicale Sindo Est (Mali SW)., tesi laurea specialistica, Università degli Studi di Pisa.

Wait J. R., 1959, The Variable Frequency Method, Overvoltage, In J. R. Wait (editor), Overvoltage Research and Geophysical Application, Pergamon Press, London, pp 39-49

Wynn J. C. and Zonge K. L., 1975, EM- Coupling, it's intrinsic value, it's removal and the cultural coupling, Geophysics, **40**, pp 831-850.

Yuval C. and Oldenburg D. W., 1997, Computation of Cole-Cole parameter from IP data, Geophysics, **62**, pp 436-448.

Zisser N., Kemna A. and Nover G., 2010, Relationship between low-frequency electrical properties and hydraulic permeability, Geophysics, **75**, pp E131-E141.